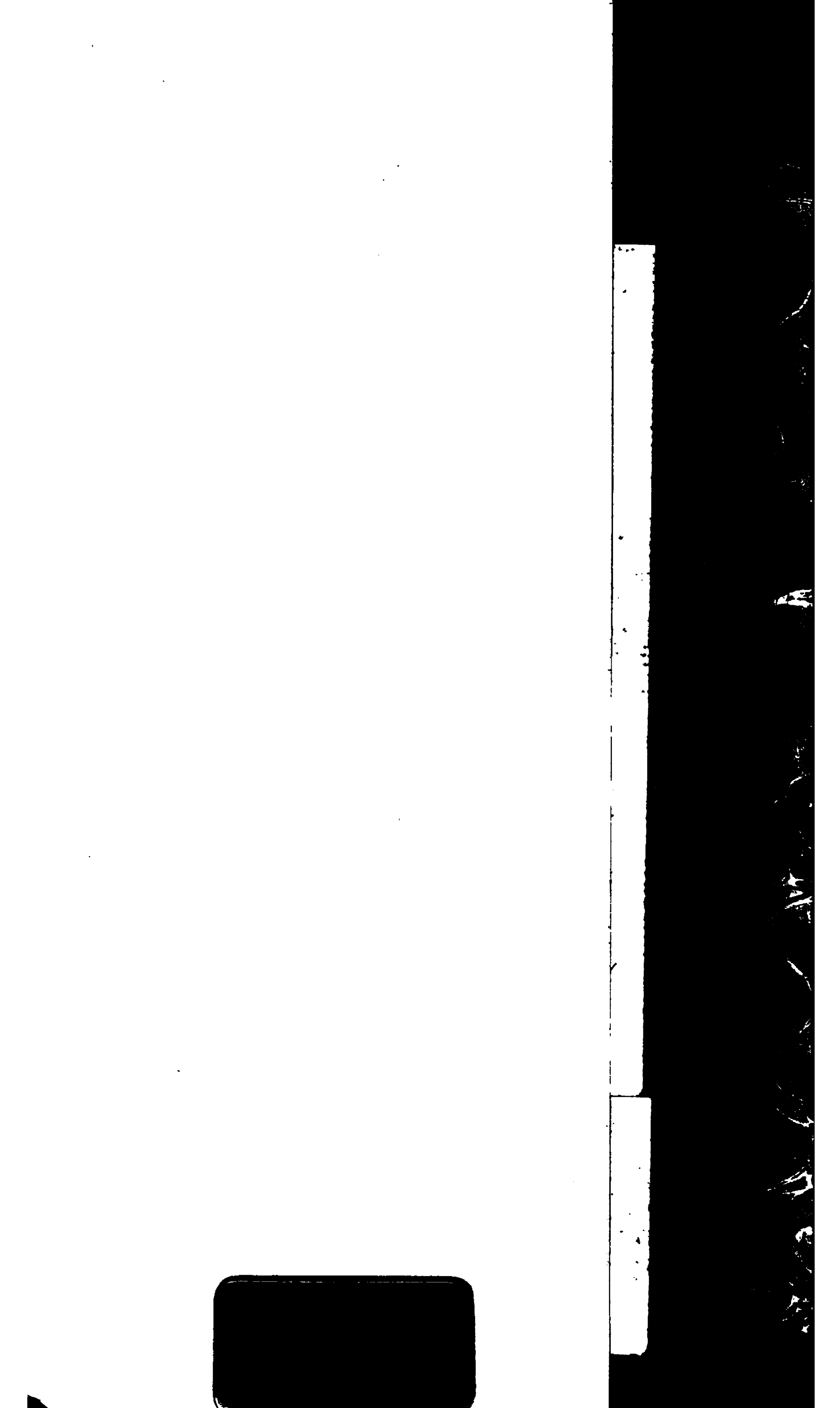
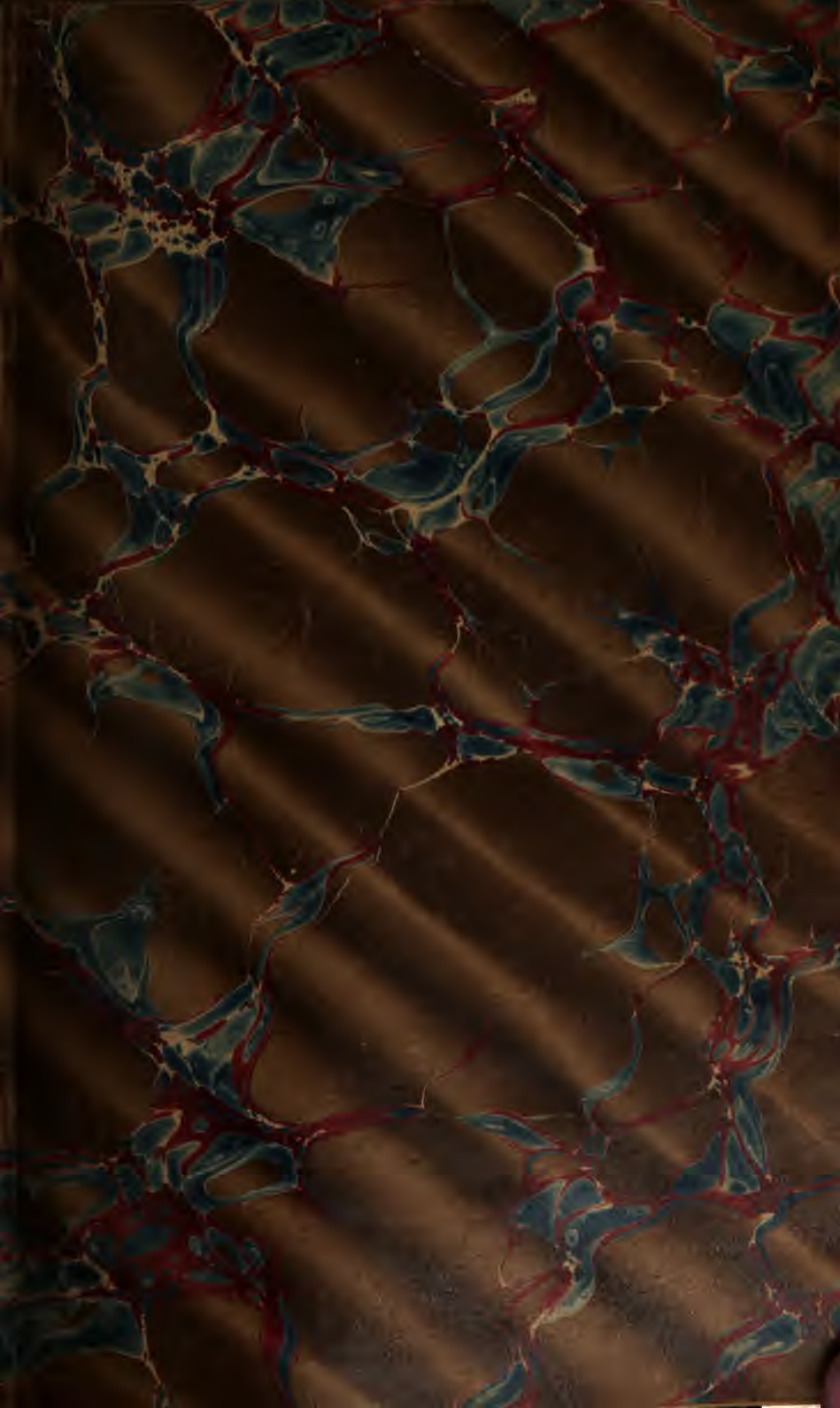




Lehrbuch

der

Ingenieur- und Maschinen-Mechanik.

Mit den nöthigen Hülfslehren aus der Analysis

für den

Unterricht an technischen Lehranstalten

sowie zum

Gebrauche für Techniker

bearbeitet

von

Dr. phil. Julius Weisbach,

Königl. sächsischer Bergrath und Professor an der königl. sächsischen Bergakademie zu Freiberg; Ritter des königl. sächsischen Verdienstordens und des kaiserl. russ. St. Annenordens II. Classe, correspondirendes Mitglied der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften zu St. Petersburg; Ehrenmitglied des Vereins deutscher Ingenieure, sowie correspondirendes Mitglied des Vereins für Eisenbahnkunde u. s. w.

In drei Theilen.

Zweiter Theil:

Statik der Bauwerke und Mechanik der Umtriebsmaschinen.

Mit gegen 900 in den Text eingedruckten Holzstichen.

Vierte verbesserte und vervollständigte Auflage.

Braunschweig,

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn.

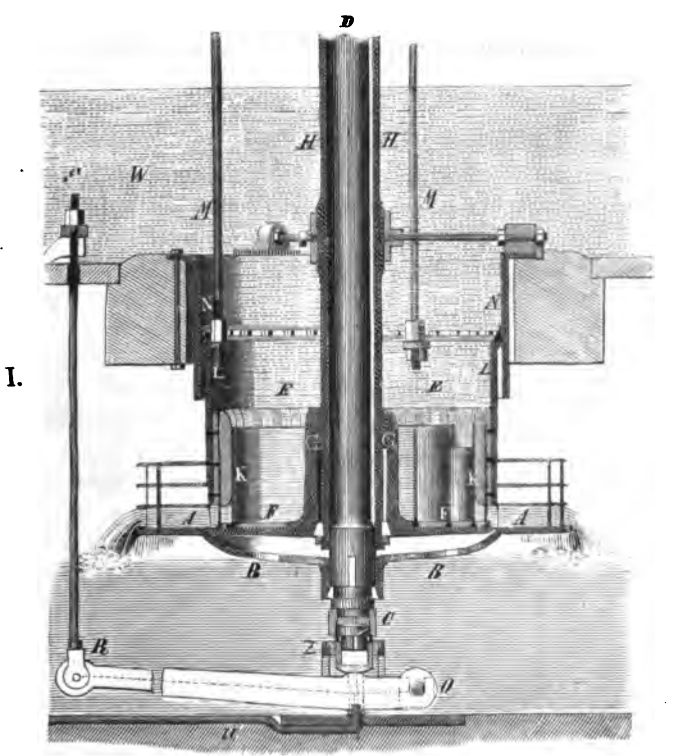
1865.

Holzstiche
aus dem xylographischen Atelier
von Friedrich Vieweg und Sohn
in Braunschweig.

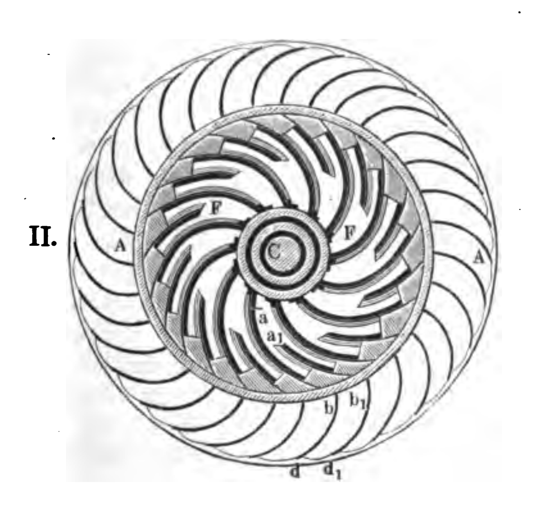
Papier
aus der mechanischen Papier-Fabrik
der Gebrüder Vieweg zu Wendhausen
bei Braunschweig.

Fig. 486.

I.

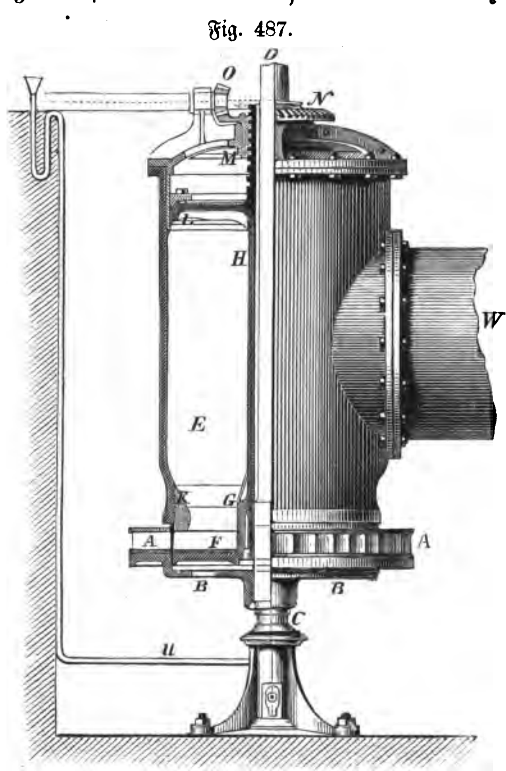


II.



§. 248 **Fourneyron's Turbinen.** Die Fourneyron'sche Turbine ist, namentlich in ihrer neuesten Einrichtung, eins der vollkommensten horizontalen Wasserräder, wenn sie nach den Regeln der Mechanik richtig ausgeführt wird. Sie geht entweder in freier Luft oder unter Wasser, und ist entweder eine Nieder- oder eine Hochdruckturbine. Bei der Niederdruckturbine fließt das Wasser in das oben offene Ausflußreservoir mit freier Oberfläche zu, wie Fig. 486 (a. v. S.), bei einer Hochdruckturbine hingegen ist das Ausflußreservoir oben verschlossen und das Wasser wird durch eine Röhre, die sogenannte Einfallröhre, von der Seite zugeführt, wie Fig. 487 zeigt. Erstere kommt natürlich bei kleinem und letztere bei großem Gefälle in Anwendung. Im Wesentlichen besteht das eigentliche Rad AA aus zwei horizontalen Kränzen von Eisen, aus einem gußeisernen Teller BB und aus einer stehenden Welle CD, also genau aus denselben Theilen, wie die in Fig. 484 abgebildete Turbine von Cadiat. Das bei W zufließende Wasser tritt zunächst in das cylindrische Reservoir EE. Damit es nicht auf den Radteller BB drücke und dadurch eine bedeutende Erhöhung der Zapfenreibung hervorbringe, wird eine die Radwelle vollkommen umschließende Röhre GH eingesetzt, und an deren unteres Ende ein Bodenteller FF befestigt, welcher den Druck des darüberstehenden Wassers aufnimmt. Auf diesen Teller werden cylindrisch gebogene Bleche, die sogenannten Leitschaufeln, auf-, sowie zwischen den beiden Radkränzen die sogenannten Radschaufeln eingesetzt. Durch die Leitschaufeln, wie ab, $a_1 b_1$ u. s. w., Fig. 486 (Grundriß), erhält das durch den ringförmigen Raum am unteren Ende des

Fig. 487.



Reservoirs EE ausfließende Wasser eine bestimmte Richtung, mit welcher es auch zu dem diese Mündung umschließenden Rade AA gelangt, dessen von den Schaufeln bd, $b_1 d_1$ u. s. w. gebildete Zellen es von innen nach außen durchläuft. Hierbei reagirt das Wasser so stark gegen die hohlen Flächen der Radschaufeln, daß dadurch das ganze Rad in entgegengesetzter Richtung umgedreht wird, während der Zufluß- und Leitschaufelapparat seinen Stand behält.

Um den Ausfluß des Wassers aus dem Reservoir und dadurch den Gang des Rades zu reguliren, wird ein cylindrisches Schutzbret $KLLK$, Fig. 486, in Anwendung gebracht, welches durch drei Stangen $M, M\ldots$ gesenkt und gehoben werden kann. Damit diese Stangen recht gleichmäßig wirken, hat man verschiedene Mechanismen in Anwendung gebracht. Fourneyron kuppelt dieselben durch ein Räderwerk zusammen, Cadiat hingegen durch einen Kurbelapparat. Die Schütze KL besteht aus einem hohlen gußeisernen Cylinder, dessen äußere Oberfläche die innere Seite des oberen Radkranzes fast berührt, weshalb beide genau abzudrehen sind. Damit kein Wasser zwischen der Schütze KL und dem festliegenden Cylinder NN hindurchgehe, wird über LL ein Lederstulp, ähnlich wie bei Pumpenkolben, eingesetzt. Endlich werden auf die Innenfläche des Schützencylinders Holz- oder Metallstücke $K, K\ldots$ aufgeschraubt, und diese unten gut und glatt abgerundet, damit das Wasser ohne Contraction und mit dem kleinsten Verluste an lebendiger Kraft unter denselben zum Ausflusse gelange. Bei Hochdruckturbinen gehen die Schützenstangen entweder durch Stopfbüchsen im Deckel des Ausflußreservoirs, oder es ergreifen dieselben den Schützencylinder von außen, wie z. B. bei der Turbine in St. Blasien. Nach Redtenbacher kann man endlich auch das Reguliren des Ausflusses durch Heben oder Senken des Bodentellers F, Fig. 487, bewirken. Zu diesem Zwecke läuft die Einhüllungsröhre GH oben schraubenförmig aus, und es erhält die Mutter M hierzu ein conisches Zahnrad N, das sich durch ein conisches Getriebe O in Umdrehung setzen läßt. Die Schraubenmutter M ist so gelagert, daß sie keine Verschiebung annehmen kann; es wird daher durch ihre Umdrehung ein Auf- oder Niedergehen der Röhre GH sammt Teller F herbeigeführt. Damit aber das Wasser von oben ganz abgesperrt werde, wird die Röhre GH noch mit einem Kopfteller HL versehen und dessen Umfang ebenfalls durch einen Lederstulp abgedichtet.

Turbinen von Francis. Anstatt das Wasser bei seiner Arbeitsverrichtung von innen nach außen durch das Reactionsrad laufen zu lassen, kann man dasselbe auch, wie bei den Tangentialrädern, von außen nach innen durch das Rad führen. Solche Reactionsräder mit äußerer Beaufschlagung unterscheiden sich von den Tangentialrädern nur dadurch, daß §. 249

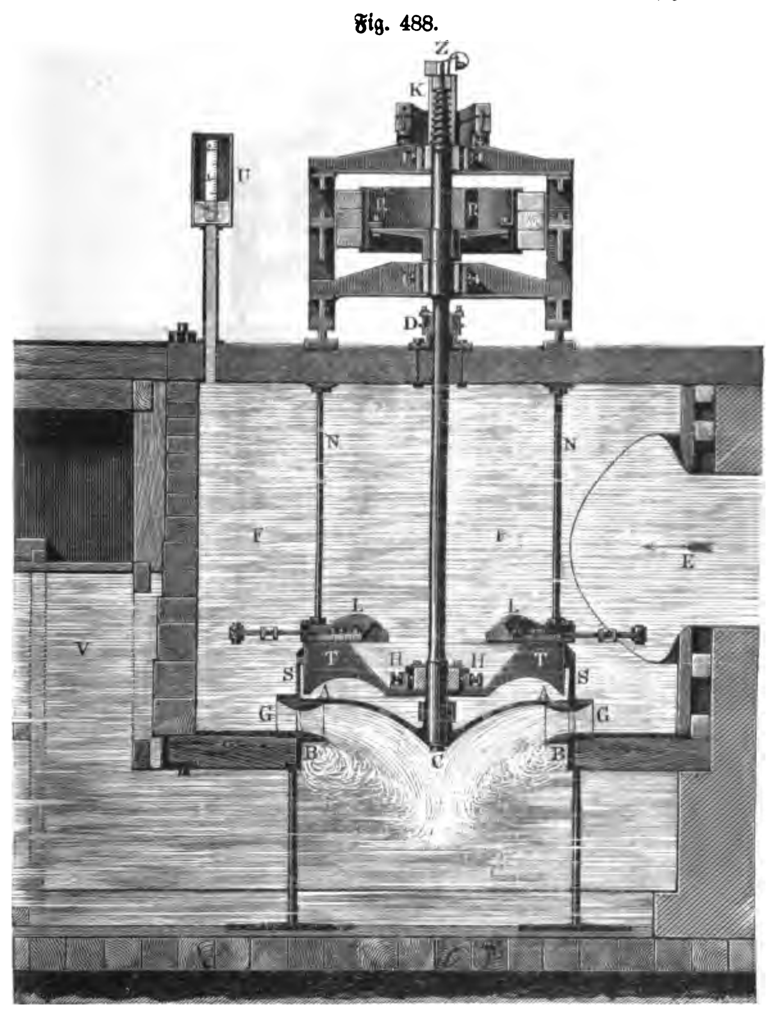
bei denselben das Wasser am ganzen äußeren Radumfange in das Rad eintritt, wogegen es bei den Tangentialrädern nur an einer Stelle in das Rad einströmt, daß folglich bei diesen Turbinen sämmtliche Radcanäle vom Wasser gefüllt werden, während bei den Tangentialrädern das Wasser nur in abgesonderten Partien durch die Radcanäle fließt.

Solche Reactionsräder mit äußerer Beaufschlagung sind in der neueren Zeit von dem Herrn S. B. Howd zu Genova im Staate New-York construirt worden. Diese unter dem Namen Howd oder United-State-Wheels bekannten Turbinen waren größtentheils aus Holz, zwar sehr einfach, jedoch theilweise auch fehlerhaft construirt. Diese Turbinen sind durch Herrn Francis, welcher sie centre-vent wheels nennt, wesentlich verbessert worden (s. die Lowell-Hydraulic-Experiments, by J. B. Francis). Namentlich hat derselbe statt der geraden Leitschaufeln aus Holz krumme Leitschaufeln aus Blech angewendet, sowie auch den Radschaufeln eine zweckmäßigere Gestalt gegeben. Zwei solcher Turbinen mit äußerer Beaufschlagung hat Herr Francis 1849 für die Boot-Cotton-Mills in Lowell ausgeführt, wovon jede bei einem Gefälle von 19 Fuß, ein Leistungsvermögen von 230 Pferdekräfte besitzt.

Den verticalen Durchschnitt eines solchen Rades führt Fig. 488 vor Augen. Es ist E das untere Ende des 8 Fuß weiten und 130 Fuß langen Einfallrohres, welches aus $^3/_8$ Zoll dicken Blechen nach Art der Dampfkessel zusammengenietet ist. Dieses Rohr mündet seitwärts in den oben geschlossenen Rad- oder Schützenkasten FF, dessen Deckel noch 6 bis 7 Fuß unter der Oberfläche des Oberwasserspiegels liegt. Der Radteller ACA hat eine glockenförmige Gestalt und ist von unten an die Welle CD geschoben und mit derselben durch eine Schraube C fest verbunden. Der äußere Raddurchmesser ist 9,338 Fuß, der innere 7,987 Fuß, ferner die innere Radweite $AB = 1,23$ Fuß und die äußere $= 0,999$ Fuß; es nimmt also diese Weite von außen nach innen zu, während bei dem Leitschaufelapparat GG das Gegentheil statt hat. Die Anzahl der Rad- und Leitschaufeln ist $= 40$, und die Dicke derselben mißt $^2/_8$ und $^3/_8$ Zoll. Der kürzeste Abstand zwischen je zwei Radschaufeln beträgt 0,1384 Fuß, und der zwischen je zwei Leitschaufeln, $= 0,1467$ Fuß. Die schmiedeeiserne Welle CDK geht bei D durch eine Stopfbüchse im Deckel des Radkastens, und ihr oberes Ende K ist mit einer Reihe ringförmiger Vorsprünge versehen, womit es in gleichgestalteten ringförmigen Vertiefungen im Lagergehäuse ruht. Durch diese zweckmäßige Aufhängungsweise wird das enorme Gewicht der armirten Welle von 15200 Pfund, auf eine Auflagerungsfläche von 331 Quadratzoll vertheilt, so daß jeder Quadratzoll derselben nur noch mit 46 Pfund belastet ist. Die Transmission der Kraft des Rades erfolgt durch ein unterhalb des Lagergehäuses auf der Welle CD sitzendes Zahnrad, an dessen

Stelle jedoch in der Figur die aus §. 134 bekannte und zur Ausmittelung der Leistungsfähigkeit des Rades dienende Bremsscheibe *RR* sitzt. Am

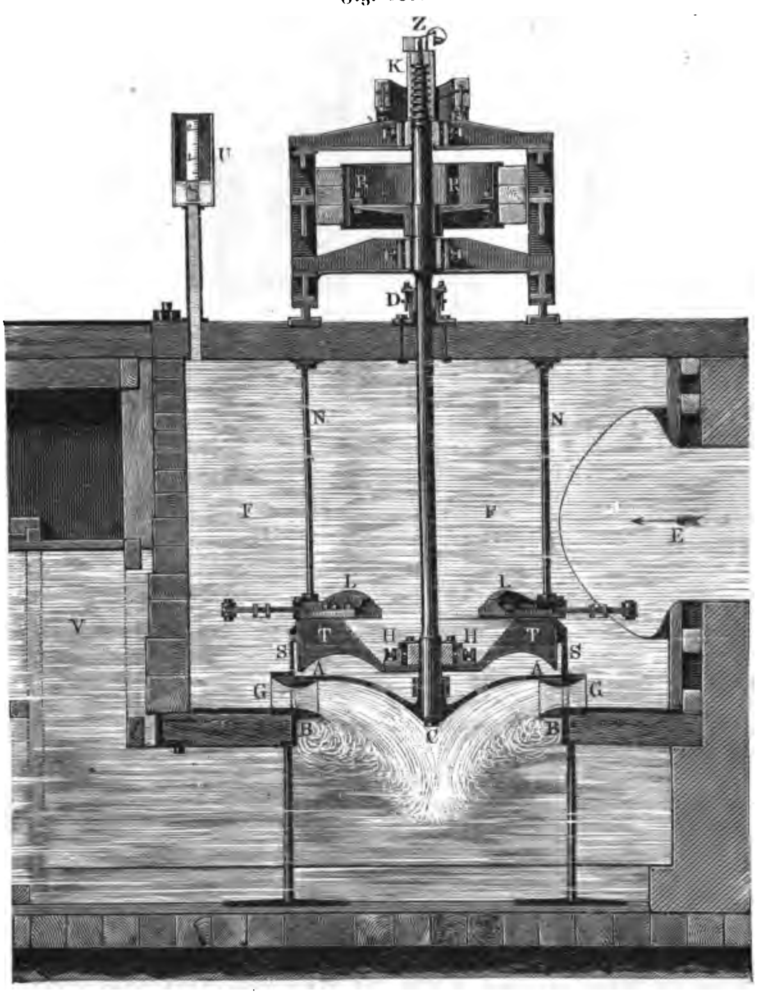
Fig. 488.



äußersten Ende der Welle ist noch ein Zählapparat *Z*, welcher die Beendigung einer gewissen Anzahl von Umdrehungen durch einen Glockenschlag anzeigt, angebracht. Uebrigens ruht die Welle in drei Halslagern, wovon das unterste *HH* auf dem Teller *TT* sitzt, womit der Radteller vor dem Drucke des darüberstehenden Wassers geschützt wird. Dieser Schutzteller ist mittels

der Arme L, L an vier Säulen N, N befestigt. Die ringförmige Schütze SS bewegt sich, in einem zwischen dem Rade und dem Leitschaufelapparat

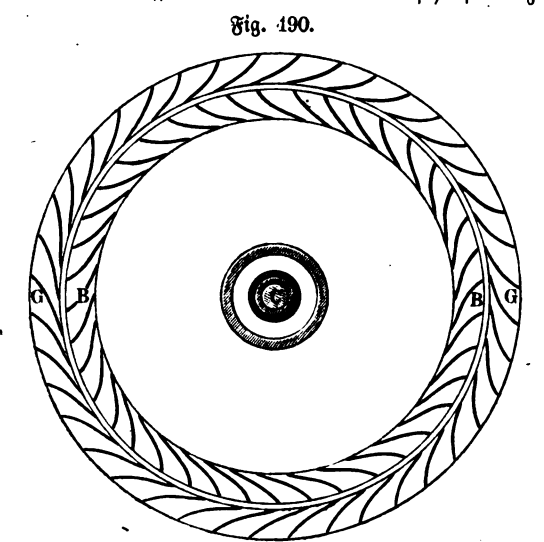
Fig. 489.



frei gelassenen Spielraume, und schließt oben mittels Lederliderung an den genau abgedrehten Umfang des Schutztellers TT an. Der Bewegungsmechanismus derselben ist in der Figur nicht angegeben. Zur Beobachtung des Wasserstandes ober- und unterhalb des Rades dienen besondere Wasserstandsröhren mit Scalen, wovon die eine in U sichtbar ist. Die Turbine geht unter Wasser um.

Zur Bestimmung des Aufschlagwasserquantums diente ein unterhalb V im Unterwasser angebrachter Ueberfall von 14 Fuß Breite. Fig. 490 zeigt einen Theil vom Grundrisse des Rad- nud des Leitschaufelkranzes.

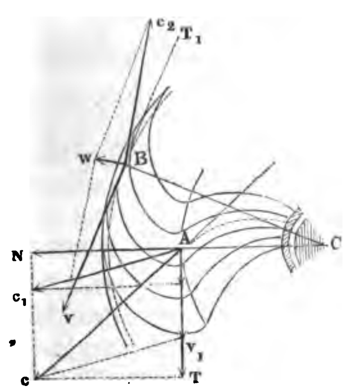
Fig. 190.



Theorie der Reactionsturbinen. Um die mechanischen Verhältnisse und die Leistung der Fourneyron'schen Turbinen ermitteln zu können, wollen wir folgende Bezeichnungen einführen. §. 250

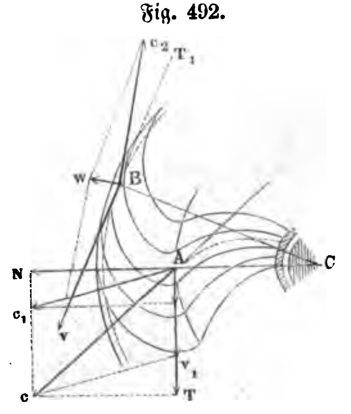
Der innere Halbmesser $\overline{CA}$, Fig. 491, oder annähernd auch der äußere Halbmesser des Reservoirs, sei $= r_1$, sowie der äußere Radhalbmesser, $\overline{CB} = r$, die innere Umfangsgeschwindigkeit des Rades, $= v_1$, und die äußere $= v$, ferner die Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser aus dem Reservoir oder Leitschaufelapparat tritt, $= c$, die relative Geschwindigkeit, mit welcher es in die Radcanäle eintritt, $= c_1$, und mit welcher es aus demselben heraustritt, $= c_2$; ferner sei der Winkel $c\,A\,T$, welchen die Richtung des aus dem Reservoir tretenden Wassers mit dem inneren Radumfange einschließt, $= \alpha$, dagegen der Winkel $c_1\,A\,T$, welchen der in die Radzellen eintretende Wasserstrahl

Fig. 491.



mit dem inneren Radumfange einschließt, $= \beta$, und der Winkel $c_2 B T_1$, welchen der aus den Radzellen ausströmende Strahl mit dem äußeren Radumfange einschließt, $= \delta$. Noch sei der Inhalt aller Ausflußöffnungen des Leitschaufelapparates, $= F$, die Summe der Inhalte aller Eintrittsöffnungen in das Rad, $= F_1$, und die der Inhalte aller Ausflußöffnungen am äußeren Radumfange, $= F_2$; ferner bezeichnen wir das ganze Radgefälle, vom Oberwasserspiegel bis Mitte der Ausmündungen des Rades, oder, wenn das Rad unter Wasser geht, bis Oberfläche des Unterwassers gemessen, durch h, die Höhe des Oberwasserspiegels über der Mitte von den Ausmündungen des Reservoirs oder den Einmündungen des Rades durch h_1, und die Tiefe $(h_1 - h)$ der letzten unter den Ausmündungen des Rades, oder, wenn das Rad unter Wasser geht, unter der Oberfläche des Unterwassers, durch h_2, und setzen endlich die Höhe, welche den Druck des Wassers an der Stelle, wo das Wasser aus dem Reservoir ins Rad tritt, mißt (ohne Rücksicht auf den Druck der Atmosphäre), $= x$.

Fig. 492.



Zunächst ist für die Ausflußgeschwindigkeit c, da sie durch die Druckhöhendifferenz $h_1 - x$ erzeugt wird,

$$\frac{c^2}{2g} = h_1 - x,$$

oder genauer, wenn das Wasser in dem Leitschaufelapparat oder beim Ausflusse aus demselben, durch Reibung u. s. w. die Druckhöhe $\zeta \cdot \frac{c^2}{2g}$ verliert,

$$(1 + \zeta)\frac{c^2}{2g} = h_1 - x.$$

Daher folgt:

$$c = \sqrt{\frac{2g(h_1 - x)}{1 + \zeta}}$$

und umgekehrt,

$$x = h_1 - (1 + \zeta)\frac{c^2}{2g}.$$

Damit das Wasser ohne Stoß in das Rad eintrete, ist es nöthig, daß sich die Ausflußgeschwindigkeit in zwei Seitengeschwindigkeiten zerlegen lasse, wovon die eine der Größe und Richtung nach mit der inneren Radgeschwindigkeit v_1 zusammenfalle, die andere aber mit dem in die Radcanäle eintre-

tenden Strahle einerlei Richtung habe. Dies vorausgesetzt, ist daher auch die Geschwindigkeit $\overline{A c_1} = c_1$, mit welcher das Wasser die Radcanäle zu durchlaufen anfängt, bestimmt durch die bekannte Gleichung

$$c_1^2 = c^2 + v_1^2 - 2 c v_1 \cos. \alpha.$$

Die Ausflußgeschwindigkeit c_2 des Wassers aus dem Rade ergiebt sich aus der Druckhöhe x beim Eintritte, aus der Druckhöhe h_2 beim Austritte, aus der der Eintrittsgeschwindigkeit entsprechenden Höhe $\frac{c_1^2}{2g}$, und aus der der Centrifugalkraft des Wassers in dem Rade entsprechenden Vermehrung der Druckhöhe $\frac{v^2 - v_1^2}{2g}$ (s. Bd. II, §. 235):

$$\frac{c_2^2}{2g} = x - h_2 + \frac{c_1^2}{2g} + \frac{v^2 - v_1^2}{2g},$$

oder, wenn man die obigen Werthe von x und c_1 einsetzt,

$$\frac{c_2^2}{2g} = h_1 - h_2 - (1 + \zeta) \frac{c^2}{2g} + \frac{c^2}{2g} + \frac{v^2}{2g} - \frac{2 c v_1 \cos. \alpha}{2g};$$

oder, da $h_1 - h_2 = h$ das Totalgefälle des Rades ist,

$$c_2^2 = 2 g h + v^2 - 2 c v_1 \cos. \alpha - \zeta . c^2.$$

Nimmt man noch an, daß das Wasser durch seine Reibung und durch seine krummlinige Bewegung in den Radcanälen die Druckhöhe $\frac{\zeta_1 c_2^2}{2g}$ verliere, so hat man genauer:

$$(1 + \zeta_1) c_2^2 = 2 g h + v^2 - 2 c v_1 \cos. \alpha - \zeta . c^2.$$

Da das Aufschlagquantum $Q = F c = F_1 c_1 = F_2 c_2$, also:

$$c = \frac{F_2 c_2}{F} \text{ und } v_1 = \frac{r_1}{r} v$$

ist, so folgt endlich für die Geschwindigkeit c_2, mit welcher das Wasser aus dem Rade tritt:

$$\left[1 + \zeta \left(\frac{F_2}{F}\right)^2 + \zeta_1\right] c_2^2 + 2 \frac{F_2}{F} \cdot \frac{r_1}{r} c_2 v \cos. \alpha - v^2 = 2 g h.$$

Vortheilhafteste Geschwindigkeit. Um dem Wasser die größte Arbeit zu entziehen, muß bekanntlich die absolute Geschwindigkeit des austretenden Wassers möglichst klein sein. Nun ist aber diese Geschwindigkeit, als Diagonale $\overline{B w}$ eines aus der Ausflußgeschwindigkeit c_2 und Umdrehungsgeschwindigkeit v construirten Parallelogrammes, §. 251

$$w = \sqrt{c_2^2 + v^2 - 2 c_2 v \cos. \delta} = \sqrt{(c_2 - v)^2 + 4 c_2 v \left(\sin. \frac{\delta}{2}\right)^2};$$

es soll daher $c_2 = v$ und δ möglichst klein sein. Damit aber das Wasser in hinreichender Menge abfließe, ist es allerdings nicht möglich, $\delta =$ Null, sondern nur gestattet, diesen Winkel klein, etwa 10^0 bis 20^0 zu machen. Wenn wir also auch die Gleichheit $c_2 = v$ hervorbringen, so bleibt demnach immer noch die kleine absolute Geschwindigkeit

$$w = \sqrt{4\, c_2\, v \left(sin.\, \frac{\delta}{2}\right)^2} = 2\, v\, sin.\, \frac{\delta}{2},$$

und der entsprechende Arbeitsverlust

$$\frac{w^2}{2g}\, Q\gamma = \frac{\left(2\, v\, sin.\, \frac{\delta}{2}\right)^2}{2g}\, Q\gamma \text{ übrig.}$$

Wegen der Nebenhindernisse ist jedenfalls die relative Austrittsgeschwindigkeit noch etwas kleiner als die Umdrehungsgeschwindigkeit v zu fordern, um eine möglichst große Radleistung zu erhalten; da indessen bei den Turbinen mit Leitschaufeln, wie weiter unten dargethan wird, die Annahme $v = c_2$ sehr nahe den größten Wirkungsgrad giebt und diese Bedingung ohnedies auf sehr einfache Beziehungen führt, so wollen wir im Folgenden nur die Bedingung $v = c_2$ festhalten, und dieselbe mit der letzten Gleichung des vorigen Paragraphen verbinden. Es folgt so:

$$\left[1 + \xi \left(\frac{F_2}{F}\right)^2 + \zeta_1\right] v^2 + 2\, \frac{F_2}{F} \cdot \frac{r_1}{r}\, v^2\, cos.\, \alpha - v^2 = 2\, g\, h,$$

oder:

$$\left[2\, \frac{F_2}{F} \cdot \frac{r_1}{r}\, cos.\, \alpha + \xi \left(\frac{F_2}{F}\right)^2 + \zeta_1\right] v^2 = 2\, g\, h,$$

und daher die gesuchte, ziemlich die Maximalleistung versprechende äußere Radgeschwindigkeit:

$$v = \sqrt{\frac{2\, g\, h}{2\, \frac{F_2}{F} \cdot \frac{r_1}{r}\, cos.\, \alpha + \xi \left(\frac{F_2}{F}\right)^2 + \zeta_1}}.$$

Statt des Querschnittsverhältnisses $\frac{F_2}{F}$ kann man auch den Winkel β einführen, welcher die Richtung des in das Rad eintretenden Strahles mit der inneren Umfangsgeschwindigkeit $\overline{A v_1} = v_1$ einschließt. Es fordert nämlich der ungestörte Eintritt in das Rad, daß die absolute Geschwindigkeit c des Wassers durch den Eintritt nicht geändert werde, daß also der radiale Component

$$\overline{AN} = c\, sin.\, \alpha$$

von c auch dem radialen Componenten $c_1\, sin.\, \beta$ von c_1, und der tangentiale Component $c\, cos.\, \alpha$ von c der Tangentialgeschwindigkeit

$$\overline{AT} = c_1 \cos.\beta + v_1$$

des bereits eingetretenen Wassers gleich sei. Hiernach ist also

$$\frac{c_1}{c} = \frac{\sin.\alpha}{\sin.\beta},\ c\cos.\alpha - c_1\cos.\beta = v_1$$

und

$$\frac{c}{v_1} = \frac{\sin.\beta}{\sin.(\beta-\alpha)}.$$

Ueberdies ist noch $Fc = F_2 c_2 = F_2 v = \frac{r}{r_1} F_2 v_1$;

daher folgt

$$\frac{F_2}{F} = \frac{r_1}{r} \cdot \frac{c}{v_1} = \frac{r_1}{r} \cdot \frac{\sin.\beta}{\sin.(\beta-\alpha)},$$

und die in Frage stehende äußere Radgeschwindigkeit:

$$v = \sqrt{\frac{2gh}{2\left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{\sin.\beta\cos.\alpha}{\sin.(\beta-\alpha)} + \zeta\left(\frac{r_1 \sin.\beta}{r\sin.(\beta-\alpha)}\right)^2 + \zeta_1}},$$

sowie die innere Umfangsgeschwindigkeit

$$v_1 = \frac{r_1}{r} v = \sqrt{\frac{2gh}{2\frac{\sin.\beta\cos.\alpha}{\sin.(\beta-\alpha)} + \zeta\left(\frac{\sin.\beta}{\sin.(\beta-\alpha)}\right)^2 + \zeta_1\left(\frac{r}{r_1}\right)^2}}.$$

Ohne Berücksichtigung der Nebenverhältnisse wäre

$$v_1 = \sqrt{\frac{gh\sin.(\beta-\alpha)}{\sin.\beta\cos.\alpha}} = \sqrt{gh(1-tang.\alpha\ cotang.\beta)}.$$

Wasserdruck. Mit Hülfe der Formel für v läßt sich nun auch der Druck bestimmen, welcher an der Uebergangsstelle aus dem Reservoir in das Rad statt hat, es ist nämlich: §. 252

$$x = h_1 - (1+\zeta)\frac{c^2}{2g} = h_1 - (1+\zeta)\frac{v_1^2}{2g}\left(\frac{\sin.\beta}{\sin.(\beta-\alpha)}\right)^2$$

$$= h_1 - \frac{(1+\zeta)h\sin.\beta^2}{2\sin.\beta\cos.\alpha\sin.(\beta-\alpha) + \zeta\sin.\beta^2 + \zeta_1\left(\frac{r}{r_1}\right)^2[\sin.(\beta-\alpha)]^2}$$

$$= h_1 - \frac{(1+\zeta)h}{1+\cos.2\alpha - cotg.\beta\sin.2\alpha + \zeta + \zeta_1\left(\frac{r}{r_1}\right)^2\left(\frac{\sin.(\beta-\alpha)}{\sin.\beta}\right)^2}.$$

Lassen wir der Einfachheit wegen, die Widerstände außer Acht, so erhalten wir

$$x = h_1 - \frac{h}{1+\cos.2\alpha - cotg.\beta\ \sin.2\alpha}.$$

Läuft die Turbine in der freien Luft um, so haben wir bei den zuletzt beschriebenen Turbinen von Fourneyron, Cadiat und Whitelaw, $h_1 = h$, und daher:

$$x = \frac{\cos. 2\alpha - \operatorname{cotg}. \beta \sin. 2\alpha}{1 + \cos. 2\alpha - \operatorname{cotg}. \beta \sin. 2\alpha} \cdot h;$$

geht aber die Turbine unter Wasser, so ist $h_1 = h + h_2$, und daher:

$$x = \frac{\cos. 2\alpha - \operatorname{cotg}. \beta \sin. 2\alpha}{1 + \cos. 2\alpha - \operatorname{cotg}. \beta \sin. 2\alpha} \cdot h + h_2.$$

Soll im ersten Falle der Druck Null oder vielmehr dem Atmosphärendrucke gleich sein, so hat man $x = 0$, soll er aber im zweiten Falle dem Drucke des Unterwassers gegen die Radmündungen gleich sein, so hat man $x = h_2$, in beiden Fällen aber $\cos. 2\alpha - \operatorname{cotg}. \beta \sin. 2\alpha = 0$, d. i. $\operatorname{tang}. \beta = \operatorname{tang}. 2\alpha$, also $\beta = 2\alpha$ zu machen.

Wenn also der Eintrittswinkel β doppelt so groß ist als der Austrittswinkel α, so ist der Druck an der Stelle, wo das Wasser aus dem Reservoir ins Rad tritt, gleich dem äußeren Luft- oder Unterwasserdrucke.

Auf der anderen Seite ist leicht zu ermessen, daß dieser innere Druck größer ist als der äußere, wenn $\beta > 2\alpha$ und kleiner ist als dieser, wenn $\beta < 2\alpha$ ausfällt. Natürlich ändern sich die Verhältnisse etwas, wenn man, wie nöthig, die Nebenwiderstände berücksichtigt. Es ist nämlich dann für die Gleichheit des äußeren und inneren Druckes:

$$1 + \cos. 2\alpha - \operatorname{cotg}. \beta \sin. 2\alpha + \zeta + \zeta_1 \left(\frac{r}{r_1}\right)^2 \left(\frac{\sin. (\beta - \alpha)}{\sin. \beta}\right)^2 = 1 + \zeta,$$

oder $\operatorname{cotg}. \beta \sin. 2\alpha = \cos. 2\alpha + \zeta_1 \left(\frac{r}{r_1}\right)^2 (\cos. \alpha - \operatorname{cotg}. \beta \sin. \alpha)^2$;

setzt man im letzten Gliede $\operatorname{cotg}. \beta = \operatorname{cotg}. 2\alpha = \frac{\cos. 2\alpha}{\sin. 2\alpha}$, so erhält man

$$\operatorname{cotg}. \beta \sin. 2\alpha = \cos. 2\alpha + \zeta_1 \left(\frac{r}{r_1}\right)^2 \left(\frac{\sin. \alpha}{\sin. 2\alpha}\right)^2$$

$$= \cos. 2\alpha + \zeta_1 \left(\frac{r}{r_1}\right)^2 \cdot \frac{1}{4 (\cos. \alpha)^2},$$

und es folgt:

$$\operatorname{tang}. \beta = \frac{\sin. 2\alpha}{\cos. 2\alpha + \zeta_1 \left(\frac{r}{r_1}\right)^2 \cdot \frac{1}{4 (\cos. \alpha)^2}},$$

also β etwas kleiner als 2α.

Vernachlässigen wir wieder ζ und ζ_1, so bekommen wir durch Einführung des Werthes $\beta = 2\alpha$:

$$v_1 = \sqrt{gh(1 - tang.\,\alpha\,cotg.\,2\,\alpha)} = \sqrt{\frac{gh(1+tang.\,\alpha^2)}{2}} = \frac{\sqrt{{}^1/_2\,gh}}{cos.\,\alpha}$$

und
$$c = \sqrt{2gh},$$

wie sich von selbst versteht. Ist der innere Druck größer als der äußere, so hat man

$$v_1 > \frac{\sqrt{{}^1/_2\,gh}}{cos.\,\alpha} \text{ und } c < \sqrt{2gh},$$

und ist er kleiner als dieser, so fällt

$$v_1 < \frac{\sqrt{{}^1/_2\,gh}}{cos.\,\alpha} \text{ und } c > \sqrt{2gh}$$

aus.

Die im letzten Paragraphen abgehandelten Druckverhältnisse sind bei Construction von Turbinen von großer Wichtigkeit, weil die Uebergangsstelle zwischen dem Reservoir und dem Rade nicht abgedichtet ist, und immer noch, wenn auch nur sehr enge ringförmige Spalten übrig bleiben, durch welche Wasser heraus, und Luft oder Wasser eindringen kann. Damit keins von beiden eintrete, muß also die Turbine so construirt werden, daß der innere Druck an dem Uebertritte in das Rad dem äußeren Luft- oder Unterwasserdrucke gleich ausfällt, es muß also $\beta = 2\,\alpha$ oder besser, der Gleichung §. 253

$$tang.\,\beta = \frac{sin.\,2\,\alpha}{cos.\,2\,\alpha + \zeta_1 \left(\frac{r}{r_1}\right)^2 \cdot \frac{1}{(2\,cos.\,\alpha)^2}}$$

Genüge geleistet werden.

Jedenfalls wird die Leistung einer Turbine eine kleinere, es mag Wasser zwischen dem Reservoir und dem Rade durchgehen oder Luft eindringen, denn in dem einen Falle entzieht sich ein Theil des Aufschlages der Wirkung und im zweiten Falle, wenn Luft oder Wasser eindringt, stört diese die Bewegung des Wassers in den Radzellen. Es ist folglich nöthig, um einen großen Wirkungsgrad zu erhalten, das Rad so nahe wie möglich an den Teller und an die Rückwand anschließen zu lassen und so viel wie möglich der letzten Gleichung Genüge zu leisten.

Wenn aber bei einem kleineren Aufschlagquantum die Schütze gestellt, und dadurch ein kleinerer Inhalt F der Ausflußmündung hervorgebracht wird, so entsteht natürlich eine größere Ausflußgeschwindigkeit c und deshalb wieder eine Verminderung des Druckes (x). War nun dieser schon vorher dem äußeren Luft- oder Unterwasserdrucke gleich, so wird derselbe jetzt bei tieferem Schützenstande kleiner als jener Außendruck sein, und daher Luft oder Wasser von außen durch die ringförmigen Zwischenräume eindringen und am äußeren Radumfange mit ausströmen. Geht die Tur-

bine in freier Luft um, so hat dieses Lufteinsaugen noch den Nachtheil, daß es, wenigstens bei tieferem Schützenstande, den vollen Ausfluß verhindert, so daß das Wasser nur an den convaven Seiten der Radcanäle hinströmt, ohne dieselben auszufüllen, die Reactionsturbine also in eine Druckturbine übergeht. Welches nachtheilige Verhältniß überdies noch bei tieferem Schützenstande eintritt, werden wir weiter unten näher kennen lernen.

Damit nun bei tieferem Schützenstande das nachtheilige Einsaugen und, nach Befinden, das Lostrennen der Wasserstrahlen von den erhabenen Seitenflächen der Radcanäle nicht eintrete, zieht man es vor, die Turbine so zu construiren, daß beim Normalgange des Rades und also bei völlig geöffneter Schütze an der Uebergangsstelle ein mäßiger Ueberdruck x stattfinde, wenn auch eine kleine Wassermenge durch den Zwischenraum zwischen dem inneren Radumfange und dem äußeren Schützenumfange entweicht.

§. 254 **Auswahl von α und β.** Wenn wir in Beziehung auf den Innendruck eine Bestimmung nicht machen, so können wir allerdings den Winkeln α und β sehr verschiedene Werthe beilegen. Die Formel

$$v_1 = \sqrt{g h (1 - tang. \alpha \, cotg. \beta)} = \sqrt{g h \left(1 - \frac{tang. \alpha}{tang. \beta}\right)}$$

giebt einen unmöglichen Werth für v_1, wenn $\frac{tang. \alpha}{tang. \beta} > 1$, also wenn $\alpha < 90^0$ und $\beta < \alpha$ oder wenn $\alpha > 90^0$ und $\beta > \alpha$ ist. Diese Werthe für α und β sind also völlig auszuschließen, weil sie Unmögliches fordern. Ist $\alpha = \beta$, so hat man $v_1 = 0$, auch sieht man, daß die vortheilhafteste Umdrehungsgeschwindigkeit um so kleiner ausfällt, je näher sich die Winkel α und β sind. Die Formeln

$$c = \frac{v_1 \, sin. \beta}{sin. (\beta - \alpha)} \text{ und } F_2 = \frac{r_1}{r} \cdot \frac{sin. \beta}{sin. (\beta - \alpha)} F$$

geben für $\beta < \alpha$ stets negative und also ebenfalls Unmögliches fordernde Werthe; es ist daher bei Construction einer Turbine stets nöthig, daß $\beta > \alpha$ und $\alpha \lessdot 90^0$ sei.

Zwischen diesen Grenzen kann man natürlich die Werthe von α und β sehr verschieden auswählen, doch führen sie nicht alle auf gleich zweckmäßige Constructionen. Fourneyron nimmt $\beta = 90^0$ und $\alpha = 30^0$ bis 33^0 an. Manche machen β kleiner, andere aber größer als 90^0. Schaufeln nach einem kleineren Werthe von β construirt, haben eine größere Krümmung als Schaufeln mit einem stumpfen β. Größere Krümmungen geben aber auch größere Hindernisse bei ihrer Durchlaufung und verhindern vielleicht gar den vollen Ausfluß. Aus diesem Grunde ist es daher anzurathen, den Winlel β eher stumpf als spitz, ihn vielleicht 100 bis 120^0 zu machen. Der Winkel α würde dann, wenn der Innendruck dem äußeren das Gleich-

gewicht halten soll, 50 bis 55° ausfallen. Damit aber die von den Leitschaufeln gebildeten Canäle nicht sehr divergiren, und auch beim tieferen Schützenstande noch kein Saugen eintrete, macht man diesen Winkel nur 30 bis 40°, und wenn die Turbine in freier Luft geht, vielleicht gar nur 25 bis 30°. Sehr klein macht man aber α auch schon deshalb nicht, weil mit α auch der Inhalt der Ausflußöffnung und daher auch das Ausflußquantum abnimmt, oder vielmehr bei gegebenem Aufschlage das Rad zu groß ausfällt. Auf der anderen Seite ist noch zu berücksichtigen, daß die Verluste mit v^2 gleichmäßig wachsen, und daß daher eine Turbine unter übrigens gleichen Umständen einen größeren Wirkungsgrad hat, wenn sie langsam umläuft, als wenn sie eine große Umdrehungsgeschwindigkeit hat. Diesem zufolge sollte man also so construiren, daß die Winkel α und β nicht sehr von einander abweichen, und daher der Innendruck kleiner als der Außendruck ausfällt. Ist b die den Luftdruck messende Höhe einer Wassersäule, so kann man den absoluten Wasserdruck an der Uebergangsstelle durch die Höhe $b + x$ messen, und fällt nun diese Druckhöhe Null aus, so fließt das Wasser mit der Maximalgeschwindigkeit

$$c = \sqrt{2g(h_1 - x)} = \sqrt{2g(h_1 + b)}$$

aus dem Reservoir. Wäre endlich $b + x$ negativ, also $x < -b$, so würde an der Uebergangsstelle ein luftleerer Raum entstehen, denn das Wasser würde durch die Radcanäle in größerer Menge ab- als durch das Reservoir zufließen, es würde daher Luft vom äußeren Radumfange aus eintreten und deshalb das Ausflußverhältniß ganz gestört werden. Führen wir nun in der Formel für

$$x = h - \frac{h}{1 + cos. 2\alpha - cotg. \beta\, sin. 2\alpha},\ x = -b$$

ein, so erhalten wir:

$$1 + cos. 2\alpha - cotg. \beta\, sin. 2\alpha = \frac{h}{h+b},$$

demnach:

$$tang. \beta = \frac{sin. 2\alpha}{1 + cos. 2\alpha - \frac{h}{h+b}} = \frac{(h+b)\, sin. 2\alpha}{(h+b)\, cos. 2\alpha + b},$$

und daher die entsprechende vortheilhafteste Umdrehungsgeschwindigkeit:

$$v_1 = \sqrt{gh\left(1 - tang. \alpha \cdot \frac{(h+b)\, cos. 2\alpha + b}{(h+b)\, sin. 2\alpha}\right)} = \frac{h}{cos. \alpha}\sqrt{\frac{g}{2(h+b)}}.$$

Turbinen ohne Leitschaufeln. Bei den Turbinen ohne Leitschaufeln läßt sich $\alpha = 90°$ setzen, weil hier das Wasser auf dem kürzesten Wege, d. h. radial auswärts, aus dem Reservoir ausfließt. Aus die- §. 255

sem Gesichtspunkte sind nun auch die Turbinen von Combes, Cadiat und Whitelaw zu betrachten. Setzen wir in der Formel für die vortheilhafteste Umdrehungsgeschwindigkeit $\alpha = 90^0$ ein, so erhalten wir:

$$v_1 = \sqrt{\frac{2gh}{\frac{2 \sin.\beta \cos.90^0}{\cos.\beta} + \zeta \left(\frac{\sin.\beta}{\cos.\beta}\right)^2 + \zeta_1 \left(\frac{r}{r_1}\right)^2}}$$

$$= \sqrt{\frac{2gh}{\zeta (tang.\beta)^2 + \zeta_1 \left(\frac{r}{r_1}\right)^2}};$$

und ohne Rücksicht auf die hydraulischen Nebenhindernisse

$$v_1 = \sqrt{\frac{2gh}{0}} = \infty.$$

Eine unendlich große Geschwindigkeit kann aber das Rad aus doppelten Gründen nicht annehmen, denn erstens erreicht dieselbe schon ihre Grenze, wenn die disponible Arbeit von den Widerständen aufgezehrt wird, wenn also

$$Qh\gamma = \left(\frac{w_2^2}{2g} + \zeta \frac{c^2}{2g} + \zeta_1 \cdot \frac{c_2^2}{2g}\right) Q\gamma,$$

d. i.

$$h = \left[\left(2 \sin.\frac{\delta}{2}\right)^2 + \zeta \left(\frac{r_1}{r} tang.\beta\right)^2 + \zeta_1\right] \frac{v^2}{2g},$$

also

$$v = \sqrt{\frac{2gh}{\left(2 \sin.\frac{\delta}{2}\right)^2 + \zeta \left(\frac{r_1}{r} tang.\beta\right)^2 + \zeta_1}}$$

ist, und zweitens hört für den Werth $x = -b$, d. i.

$$h - \frac{c^2}{2g} = -b, \text{ oder } \frac{c^2}{2g} = b + h,$$

oder

$$\frac{1}{2g}\left(\frac{r_1}{r} \cdot \frac{v \sin.\beta}{\sin.(\beta - 90^0)}\right)^2 = b + h,$$

also bei

$$v = \frac{r}{r_1} cotg.\beta \sqrt{2g(b + h)},$$

der volle Ausfluß auf, und es treten ganz andere Verhältnisse ein, weil das Wasser aus dem Reservoir nicht in der Menge nachströmen kann, in welcher es durch die Radcanäle bei gefülltem Querschnitte abgeführt wird.

Uebrigens giebt aber auch die obige Formel

$$v_1 = \sqrt{\frac{2gh}{\zeta (tang.\beta)^2 + \zeta_1 \left(\frac{r}{r_1}\right)^2}},$$

wenn man die Erfahrungszahlen ζ und ζ_1 einsetzt, v noch lange nicht ∞. Selbst bei der besten Construction, Abglättung und Abrundung des Leitschaufelapparates läßt sich der Geschwindigkeitscoefficient φ nicht größer als 0,96, und daher der entsprechende Widerstandscoefficient:

$$\zeta = \frac{1}{\varphi^2} - 1$$

nicht kleiner als $\frac{1}{0,96^2} - 1 = 0,08$, also circa 8 Procent setzen; bei Turbinen ohne diesen Apparat fällt zwar der Widerstand in demselben weg, jedoch bleibt immer noch ein gewisser Verlust beim Eintritte in die Radcanäle übrig, der bei den Rädern von Combes und Cadiat vielleicht nur 5, bei den Whitelaw'schen Reactionsrädern aber 10 und noch mehr Procente betragen kann, da hier die Canäle zu weit sind, als daß sie allen in sie eintretenden Wasserfäden eine bestimmte Richtung (β) geben könnten. Der dem Reibungs- und Krümmungswiderstande in den Radcanälen entsprechende Widerstandscoefficient ζ_1 läßt sich, wie wir weiter unten sehen werden, 0,05 bis 0,15 annehmen, und wir erhalten daher für die Turbinen ohne Leitschaufeln, wenn wir $\zeta_1 = 0,1$ einsetzen, die vortheilhafteste Geschwindigkeit:

$$v_1 = \sqrt{\frac{2gh}{0,05\,(tang.\beta)^2 + 0,1\left(\frac{r}{r_1}\right)^2}},$$

und für die Whitelaw'schen Reactionsräder:

$$v_1 = \sqrt{\frac{2gh}{0,1\,(tang.\beta)^2 + 0,1\left(\frac{r}{r_1}\right)^2}}.$$

Setzen wir noch $\beta = 60^0$ und $\frac{r}{r_1} = {}^4/_3$, so erhalten wir im ersten Falle:

$$v_1 = \sqrt{\frac{2gh}{0,148 + 0,178}} = 1,75\sqrt{2gh},$$

und im zweiten:

$$v_1 = \sqrt{\frac{2gh}{0,296 + 0,178}} = 1,45\sqrt{2gh}.$$

Damit übrigens bei den Rädern ohne Leitschaufelapparat das Wasser ohne oder mit möglichst kleinem Stoße eintrete, muß der bekannten Gleichung

$$\frac{F_2}{F} = \frac{r_1}{r}\,\frac{sin.\beta}{sin.(\beta - 90^0)} - \frac{r_1}{r}\,tang.\beta$$

Genüge geleistet werden. Da nun aber F_2 durch den Schützenstand be-

stimmt ist, so folgt, daß die Maximalleistung nur bei einem gewissen Schützenstande erlangt werden kann.

§. 256 **Allgemeine Theorie.** Das Nullsetzen der absoluten Ausflußgeschwindigkeit w führt nur bei den Leitschaufelturbinen nahe auf die Maximalleistung, bei Turbinen ohne Leitschaufeln, sowie bei allen Turbinen, wo der Leitschaufelwinkel α nahe 90^0 ist, fällt dagegen der Einfluß der Nebenhindernisse auf den Gang des Rades zu groß aus, als daß $w = 0$, also $v = c_2$ gesetzt werden könnte.

Um für alle Reactionsturbinen die vortheilhafteste Umdrehungsgeschwindigkeit zu finden, ist es nöthig, zuerst einen vollständigen Ausdruck für die Leistung der Turbine zu entwickeln, und dann das Maximum derselben in Hinsicht auf diese Geschwindigkeit zu bestimmen.

Die der disponiblen Leistung $Qh\gamma$ durch die Nebenhindernisse entzogenen Arbeiten sind

$$\zeta \frac{c^2}{2g} Q\gamma + \zeta_1 \frac{c_2^2}{2g} Q\gamma,$$

und der aus der lebendigen Kraft des mit der absoluten Geschwindigkeit w fortfließenden Wassers erwachsende Arbeitsverlust ist:

$$\frac{w^2}{2g} Q\gamma = \left(\frac{c_2^2 + v^2 - 2 c_2 v \cos.\delta}{2g}\right) Q\gamma;$$

folglich ist die übrigbleibende Radleistung:

$$L = \left(h - \zeta \frac{c^2}{2g} - \zeta_1 \frac{c_2^2}{2g} - \frac{c_2^2 + v^2 - 2 c_2 v \cos.\delta}{2g}\right) Q\gamma$$

$$= \left(h - \frac{(1 + \zeta_1) c_2^2 + v^2 - 2 c_2 v \cos.\delta + \zeta c^2}{2g}\right) Q\gamma.$$

Nun ist aber nach §. 250:

$$(1 + \zeta_1) c_2^2 = 2gh + v^2 - 2 c v_1 \cos.\alpha - \zeta c^2,$$

daher folgt:

$$L = \left(\frac{c v_1 \cos.\alpha + c_2 v \cos.\delta - v^2}{g}\right) Q\gamma.$$

Da ferner $c = \frac{v_1 \sin.\beta}{\sin.(\beta - \alpha)} = \frac{r_1}{r} \frac{v \sin.\beta}{\sin.(\beta - \alpha)}$ (s. §. 251) ist, so hat man:

$$c_2^2 = \frac{2gh + \left[1 - 2\left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{\sin.\beta \cos.\alpha}{\sin.(\beta - \alpha)} - \zeta \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \left(\frac{\sin.\beta}{\sin.(\beta - \alpha)}\right)^2\right] v^2}{1 + \zeta_1};$$

bezeichnet man daher noch

$$\left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{\sin.\beta \cos.\alpha}{\sin.(\beta - \alpha)} \text{ durch } \varphi,$$

sowie

$$1 - 2\left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{sin.\beta\ cos.\alpha}{sin.(\beta-\alpha)} - \zeta\left(\frac{r_1}{r}\right)^2\left(\frac{sin.\beta}{sin.(\beta-\alpha)}\right)^2 \text{ durch } \psi,$$

so erhält man:

$$c v_1 cos.\alpha = \varphi v^2 \text{ und}$$

$$c_2 v cos.\delta = v cos.\delta \sqrt{\frac{2gh + \psi v^2}{1+\zeta_1}}$$

$$= \frac{cos.\delta}{\sqrt{1+\zeta_1}} v \sqrt{2gh + \psi v^2},$$

und daher:

$$L = \left(\frac{cos.\delta}{\sqrt{1+\zeta_1}}\sqrt{2gh+\psi v^2} - (1-\varphi)\, v\right)\frac{vQ\gamma}{g}$$

$$= \frac{cos.\delta\,.\,Q\gamma}{g\sqrt{1+\zeta_1}}\left(\sqrt{2gh+\psi v^2} - \frac{(1-\varphi)\sqrt{1+\zeta_1}\, v}{cos.\delta}\right) v$$

$$= \frac{cos.\delta\,.\,Q\gamma}{g\sqrt{1+\zeta_1}}\left(\sqrt{2gh+\psi v^2} - \chi v\right) v,$$

wenn man auch noch $\frac{(1-\varphi)\sqrt{1+\zeta_1}}{cos.\delta}$ durch χ bezeichnet.

Dieser Ausdruck wird mit $\sqrt{2gh+\psi v^2}\,.\,v - \chi v^2$ ein Maximum, und zwar für $\chi v = \frac{gh + \psi v^2}{\sqrt{2gh+\psi v^2}}$ oder

$$v^4 + \frac{2gh}{\psi} v^2 = \frac{g^2 h^2}{\psi(\chi^2-\psi)},$$

und es ergiebt sich durch Auflösung dieser Gleichung die gesuchte **Umdrehungsgeschwindigkeit**:

$$v = \sqrt{\left(\frac{\chi - \sqrt{\chi^2-\psi}}{\psi\sqrt{\chi^2-\psi}}\right) gh,}$$

worin

$$\psi = 1 - 2\left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{sin.\beta\ cos.\alpha}{sin.(\beta-\alpha)} - \zeta\left(\frac{r_1}{r}\right)^2\left(\frac{sin.\beta}{sin.(\beta-\alpha)}\right)^2$$

und

$$\chi = \left[1 - \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{sin.\beta\ cos.\alpha}{sin.(\beta-\alpha)}\right]\frac{\sqrt{1+\zeta_1}}{cos.\delta}$$

einzusetzen ist.

Setzt man ζ und ζ_1, sowie auch $\delta = 0$, läßt man also die Nebenhindernisse und andere Verluste außer Acht, so hat man:

$$\psi = 1 - 2\left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{sin.\beta\ cos.\alpha}{sin.(\beta-\alpha)}$$

und

$$\chi = 1 - \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{sin.\,\beta\; cos.\,\alpha}{sin.\,(\beta - \alpha)},$$

folglich:

$$\chi^2 - \psi = \left(\frac{r_1}{r}\right)^4 \left(\frac{sin.\,\beta\; cos.\,\alpha}{sin.\,(\beta - \alpha)}\right)^2,$$

$$\sqrt{\chi^2 - \psi} = \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{sin.\,\beta\; cos.\,\alpha}{sin.\,(\beta - \alpha)},$$

$$\chi - \sqrt{\chi^2 - \psi} = 1 - 2\left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{sin.\,\beta\; cos.\,\alpha}{sin.\,(\beta - \alpha)} = \psi$$

und

$$v = \sqrt{\frac{1}{\sqrt{\chi^2 - \psi}} \cdot gh} = \frac{r}{r_1}\sqrt{\frac{g\,h\,sin.\,(\beta - \alpha)}{sin.\,\beta\; cos.\,\alpha}},$$

wie schon oben §. 251 gefunden worden ist.

Setzen wir endlich den erst gefundenen Werth für v in die obige Leistungsformel

$$L = \frac{cos.\,\delta\,.\,Q\gamma}{g\sqrt{1 + \zeta_1}}\left(\sqrt{2gh + \psi v^2} - \chi v\right) v$$

ein, so erhalten wir folgenden Ausdruck für die Maximalleistung der Turbine:

$$L = \left(\frac{\chi - \sqrt{\chi^2 - \psi}}{\psi}\right)\frac{cos.\,\delta}{\sqrt{1 + \zeta_1}} \cdot Qh\gamma.$$

Da nach dem Obigen, bei Vernachlässigung der Nebenhindernisse,

$\chi - \sqrt{\chi^2 - \psi} = \psi$, sowie

$\sqrt{1 + \zeta_1} = 1$ und

$cos.\,\delta = 1$

ist, so ergiebt sich, wie zu erwarten stand, dann die Maximalleistung:

$L = Qh\gamma =$ dem vorhandenen Arbeitsvermögen.

Hat man mit Hülfe der Formeln

$$v = \sqrt{\frac{\chi - \sqrt{\chi^2 - \psi}}{\psi\sqrt{\chi^2 - \psi}} \cdot gh}$$

und

$$v_1 = \frac{r_1}{r} v$$

die Umdrehungsgeschwindigkeiten v und v_1 bestimmt, so kann man auch die Geschwindigkeiten

$$c = \frac{v_1\,sin.\,\beta}{sin.\,(\beta - \alpha)},$$

$$c_1 = \frac{c\, sin.\, \alpha}{sin.\, \beta} \text{ und}$$

$$c_2 = \sqrt{\frac{2gh + \psi v^2}{1 + \zeta_1}} = \sqrt{\frac{\chi + \sqrt{\chi^2 - \psi}}{(1 + \zeta_1)\sqrt{\chi^2 - \psi}} \cdot gh}$$

berechnen, und endlich die erforderlichen Querschnitte durch die Querschnitte

$$F = \frac{Q}{c},\ F_1 = \frac{Q}{c_1} \text{ und } F_2 = \frac{Q}{c_2}$$

ermitteln.

Hat man es mit einer Turbine ohne Leitschaufeln zu thun, so sind zwar dieselben Formeln in Anwendung zu bringen, nur ist hier

$$cos.\, \alpha = cos.\, 90^0 = 0,$$

folglich

$$\psi = 1 - \zeta \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 (tang.\, \beta)^2$$

und

$$\chi = \frac{\sqrt{1 + \zeta_1}}{cos.\, 0}$$

einzusetzen.

§. 257 **Einfluss der Schützenstellung.** Die Turbinen stehen in einer Beziehung den ober- und mittelschlägigen Wasserrädern wesentlich nach. Wenn bei einem der letzteren Räder ein kleineres Wasserquantum vorhanden oder eine kleinere Arbeit zu verrichten nöthig ist, und man zu diesem Zwecke die Schütze tiefer stellt, so wird, wie wir wissen, der Wirkungsgrad wegen der schwächeren Zellenfüllung eher größer als kleiner; bei einer Turbine findet aber das Gegentheil statt, es wird hier der Wirkungsgrad bei tieferem Schützenstande ein kleinerer, weil nun das Wasser mit Stoß in das Rad tritt. Dieses Verhältniß ist nun deshalb ein sehr ungünstiges, weil man gerade bei einem kleineren Aufschlage ökonomischer mit der Arbeit umzugehen Ursache hat, als bei einem größeren oder vielleicht im Ueberfluß vorhandenen Aufschlage. Daß aber der Verlust an Arbeit bei einem tieferen Schützenstande ein sehr beträchtlicher sein kann, wird sich aus Folgendem ergeben.

Zerlegen wir die Geschwindigkeiten c und c_1 in ihre radiale und tangentiale Componenten

$$c\, sin.\, \alpha,\quad c\, cos.\, \alpha,\quad c_1\, sin.\, \beta \text{ und } c_1\, cos.\, \beta,$$

und subtrahiren wir je zwei derselben von einander, so bleiben die relativen Geschwindigkeiten

$$c\, sin.\, \alpha - c_1\, sin.\, \beta \text{ und } c\, cos.\, \alpha - c_1\, cos.\, \beta;$$

da aber noch das Wasser im Rade mit diesem die Geschwindigkeit v_1 gemeinschaftlich hat, so ist in Wirklichkeit die letztere relative Geschwindigkeit

$$= c\, cos.\, \alpha - c_1\, cos.\, \beta - v_1.$$

Einem bekannten Gesetze zufolge ist nun der einer plötzlichen Aufhebung dieser Geschwindigkeiten entsprechende Verlust an Druckhöhe (s. Bd. I, §. 436):

$$y = \frac{1}{2g}[(c\, sin.\, \alpha - c_1\, sin.\, \beta)^2 + (c\, cos.\, \alpha - c_1\, cos.\, \beta - v_1)^2],$$

oder an mechanischer Leistung:

$$Y = y\, Q\gamma = [(c\, sin.\, \alpha - c_1\, sin.\, \beta)^2 + (c\, cos.\, \alpha - c_1\, cos.\, \beta - v_1)^2]\, \frac{Q\gamma}{2g}.$$

Führen wir in dieser Formel

$$c_2 = v \text{ und } v_1 = \frac{r_1}{r}\, v,$$

ferner

$$c = \frac{F_2}{F}\, v \text{ und } c_1 = \frac{F_2}{F_1}\, v$$

ein, so erhalten wir diesen Arbeitsverlust:

$$Y = \left[\left(\frac{F_2\, sin.\, \alpha}{F} - \frac{F_2\, sin.\, \beta}{F_1}\right)^2 + \left(\frac{F_2\, cos.\, \alpha}{F} - \frac{F_2\, cos.\, \beta}{F_1} - \frac{r_1}{r}\right)^2\right] \frac{v^2}{2g}\, Q\gamma.$$

Hiernach läßt sich beurtheilen, welche Leistung einer Turbine entgeht, wenn sie den Formeln

$$F_1\, sin.\, \alpha = F\, sin.\, \beta$$

und

$$F_1\, cos.\, \alpha = F\, cos.\, \beta + \frac{F F_1}{F_2} \cdot \frac{r_1}{r}$$

nicht Genüge leistet. Wenn aber auch diesen Forderungen bei dem Normalgange, d. i. bei völlig geöffneter Schütze, entsprochen wird, so geschieht es doch nicht mehr, wenn die Schütze tiefer steht und F einen kleineren Werth F_x annimmt. Dieser Arbeitsverlust ist dann bei der Geschwindigkeit

$$c_2 = v = \sqrt{\frac{g h\, sin.\, (\beta - \alpha)}{sin.\, \beta\; cos.\, \alpha}}:$$

$$Y = \left[\left(\frac{F_2\, sin.\, \alpha}{F_x} - \frac{F_2\, sin.\, \beta}{F_1}\right)^2 + \left(\frac{F_2\, cos.\, \alpha}{F_x} - \frac{F_2\, cos.\, \beta}{F_1} - \frac{r_1}{r}\right)^2\right] \frac{v^2}{2g}\, Q\gamma,$$

oder hierin

$$F\, sin.\, \beta = F_1\, sin.\, \alpha$$

und

$$F\, cos.\, \beta + \frac{F F_1}{F_2} \cdot \frac{r_1}{r} = F_1\, cos.\, \alpha$$

eingesetzt,

$$Y = \left[\left(\frac{1}{F_x} - \frac{1}{F}\right)^2 (F_2\, sin.\, \alpha)^2 + \left(\frac{1}{F_x} - \frac{1}{F}\right)^2 (F_2\, cos.\, \alpha)^2\right] \frac{v^2}{2g}\, Q\gamma$$

$$= \left(\frac{F_2}{F_x} - \frac{F_2}{F}\right)^2 \frac{v^2}{2g}\, Q\gamma.$$

Setzen wir nur beispielsweise $\frac{v_1^2}{2g} = \frac{1}{2} h$, was bei den Turbinen von Fourneyron zulässig ist, so erhalten wir:

$$Y = \left(\frac{F_2}{F_x} - \frac{F_2}{F}\right)^2 \cdot \left(\frac{r}{r_1}\right)^2 \cdot \frac{1}{2} Q h \gamma;$$

also bei halb geöffneter Schütze, wo $F_x = \frac{1}{2} F$ ist,

$$Y = \frac{1}{2} \left(\frac{F_2 r}{F r_1}\right)^2 Q h \gamma.$$

Man ersieht hieraus, daß dieser Verlust dadurch herabgezogen werden kann, daß man die Verhältnisse $\frac{F_2}{F}$ und $\frac{r}{r_1}$ klein, also überhaupt die Ausmündung des Rades und den äußeren Radhalbmesser klein, die Ausmündungen und den Halbmesser des Reservoirs aber groß macht.

Da $\frac{F_2}{F} = \frac{r_1 \sin. \beta}{r \sin. (\beta - \alpha)}$ ist, so hat man im letzten Falle auch

$$Y = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin. \beta}{\sin. (\beta - \alpha)}\right)^2 Q h \gamma,$$

und folglich für $\beta = 90^0$ und $\alpha = 20^0$:

$$Y = 0{,}57\, Q h \gamma.$$

Es gehen also in diesem Falle 57 Procent an Leistung verloren.

In der Regel hört bei tieferen Schützenstellungen, wenn $F_x < \frac{1}{2} F$ ist, der volle Ausfluß ganz auf, indem das Wasser die Radcanäle nicht mehr vollständig ausfüllt, und das Rad in eine Druckturbine übergeht.

Stellapparate. Um den Arbeitsverlust, welcher bei einem tieferen Schützenstande eintritt, zu vermeiden oder mindestens zu ermäßigen, und um den vollen Ausfluß des Wassers aus dem Rade nicht zu verlieren, hat man in der neuesten Zeit mancherlei Vorrichtungen und namentlich Fourneyron zu diesem Zwecke die Etagenräder (s. §. 248, Fig. 486) in Anwendung gebracht. Dieselben Räder sind von anderen Turbinen nur insofern verschieden, als sie durch eine oder zwei ringförmige Scheidewände in zwei oder drei Räume abgetheilt sind, so daß bei tieferem Schützenstande eine oder zwei Abtheilungen ganz abgeschlossen und das Wasser nur durch die übrigen Abtheilungen oder Etagen geht. Diese Räder erfüllen natürlich ihren Zweck nicht vollständig. Anders ist es aber bei dem in Fig. 493 (a. f. S.) abgebildeten Apparate von Combes. Hier befindet sich zwischen beiden Radkränzen AA und BB ein Teller DD, der sich durch Stangen $E, E \ldots$ mit Hülfe eines einfachen Mechanismus, selbst während des Ganges der Maschine, heben und senken läßt und immer so gestellt wird, daß das bei FF zuströmende Wasser bei seinem Ausflusse den Raum AD vollstän- §. 258

dig ausfüllt. Jedenfalls erfüllt dieses Rad seinen Zweck vollständig, nur ist seine Ausführung schwer und kostbar.

Fig. 493.

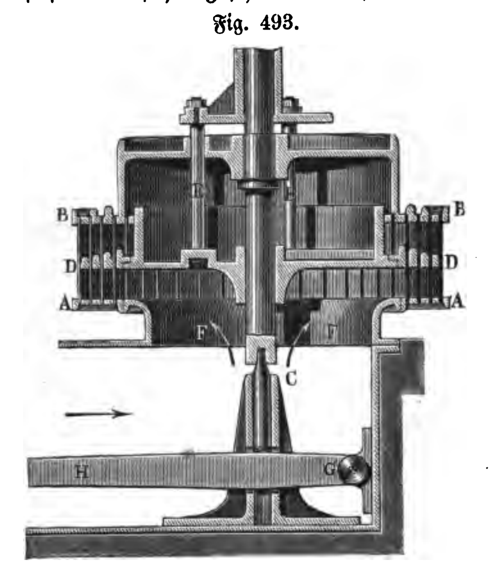
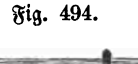
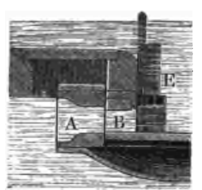


Fig. 494.







Eine ähnliche Construction, wo auch das Wasser von unten zufließt, hat die Turbine von Laurent und Deckherr (s. Armengaud, Publ. Ind. Vol. 6, auch die Zeitschrift „der Ingenieur“ Bd. II). Bei dieser Turbine ist sowohl der obere Radkranz als auch der Radteller verstellbar, um nicht allein die Radweite, sondern auch die Höhe des Leitschaufelapparates, entsprechend der Größe des Aufschlags, abändern zu können. Natürlich sind beide mit den nöthigen Durchschnitten versehen, damit sie über die Rad- und Leitschaufeln hinweggezogen werden können.

Die Turbinen von Callon sowie auch die von Gentilhomme sind ebenfalls so construirt, daß das, wenn auch in kleiner Menge zufließende Wasser noch die Radzellen bei seiner Bewegung durch dieselben ausfüllt. Einen Theil der Callon'schen Turbine stellt Fig. 494 sowohl im Auf- als auch im Grundrisse vor.

Man sieht, der Leitschaufelapparat B ist hier oben ganz zugedeckt und von innen durch ein System von Schützen $E, E \ldots$, wovon jede über zwei Leitschaufeln weggeht, zu verschließen. Um den Ausfluß des Wassers zu reguliren, hat man also nur eine gewisse Anzahl von Schützen zu heben und die übrigen ganz niederzulassen. Obgleich durch diesen Ausflußapparat das Wasser in jedem Falle ohne Stoß in das Rad eintreten kann, so besitzt doch dieses Rad noch insofern einen gewissen Grad von Unvollkommenheit,

als hier das Wasser wenig oder gar nicht durch Reaction wirken kann, da es nicht in ununterbrochenen Strömen durch dessen Canäle hindurchfließt. Bei diesem abwechselnden Leeren und Füllen der Radcanäle sind die Geschwindigkeiten c, c_1 und c_2 unaufhörlichen Schwankungen unterworfen, wenn x nicht $= 0$, also β nicht $= 2\alpha$ ist. Während z. B. bei noch ungefülltem Radcanale $c = \sqrt{2gh}$ ist, fällt bei vollständiger Füllung des Canales

$$c = \sqrt{2g(h - x)}$$

aus; so oscillirt mit jedem Füllen und Leeren, oder während eine Radzelle von einer verschlossenen Schütze zur anderen rückt, die Geschwindigkeit c innerhalb der Grenzen

$$\sqrt{2gh} \text{ und } \sqrt{2g(h - x)}$$

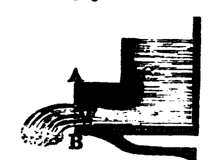
unaufhörlich. Wenn nun die Maximalleistung nur bei einem bestimmten Werthe von v und $c_2 = \frac{Fc}{F_2}$ zu erreichen ist, so fällt in die Augen, daß bei einem veränderlichen Werthe von $c_2 = \frac{Fc}{F_2}$ dieselbe nicht erlangt werden kann.

Bei der Turbine von Gentilhomme wird derselbe Zweck durch Kreissectoren erreicht, welche mittels Zahnrad und Getriebe so gestellt werden, daß sie einen Theil des Leitschaufelapparates verschließen. Jedenfalls ist diese Einrichtung noch unvollkommener als die bei der Callon'schen Turbine.

Anmerkung. Eine ähnliche Stellvorrichtung wie die Combes'sche giebt auch der Ingenieur Hänel an. S. deutsche Gewerbzeitung, 1846.

Druckturbinen. Es ist nun noch nöthig, eine Vergleichung zwischen §. 259
den seither betrachteten Reactionsturbinen und den Stoß- und Druckturbinen, in welche jene allemal übergehen, wenn die Schütze C, Fig. 495, die größere Hälfte der Radweite AB verschließt, anzustellen. Da das Wasser W die Radcanäle nur zum Theil anfüllt, so ist bei einem Gange in freier Luft der übrige Theil mit Luft angefüllt, es ist daher auch der Druck unmittelbar vor dem Rade dem Atmosphärendrucke gleich, und die Geschwindigkeit stets $c = \sqrt{2gh}$, und nicht von dem Gange des Rades abhängig. Nun haben wir aber für die Austrittsgeschwindigkeit:

Fig. 495.



$$c_2^2 = 2gh + v^2 - 2cv_1 \cos. \alpha,$$

und für die Maximalleistung:

$$c_2 = v,$$

daher gilt für diese Turbinen die Regel:

$$2 c v_1 \cos. \alpha = 2 g h,$$

oder $c = \sqrt{2 g h}$ substituirt:

$$v_1 = \frac{\sqrt{2 g h}}{2 \cos. \alpha}.$$

Für die Reactionsturbinen haben wir

$$v_1 = \sqrt{g h \, (1 - tang. \alpha \; cotg. \beta)}$$

gefunden; und wir sehen daher, daß die Bedingungen für die Maximalleistung beider zusammenfallen, wenn $\frac{1}{2 \cos. \alpha^2} = 1 - tang. \alpha \; cotg. \beta$ oder $tang. \beta = tang. 2 \alpha$, also $\beta = 2 \alpha$ ist; welche Beziehung uns allerdings schon insofern bekannt ist, da wir sie unter der Bedingung $x = 0$ gefunden haben. Es findet also insofern ein wesentlicher Unterschied zwischen den Turbinen beider Classen statt, als die Geschwindigkeit der Maximalleistung bei der einen Classe nicht von β abhängt, bei der anderen aber durch β bedingt ist, und daß nur für $\beta = 2 \alpha$ diese Geschwindigkeit für beide Classen eine und dieselbe ist. Während man also die Geschwindigkeit v_1 durch Auswahl des Winkels β bei den Reactionsturbinen innerhalb sehr weiter Grenzen beliebig machen kann, ist bei den Druckturbinen eine solche Wahl gar nicht gestattet.

In Beziehung auf die Leistungen beider Räder läßt sich aber Folgendes als Thatsache anführen. Wenn man bei einer Reactionsturbine die Schütze allmälig tiefer nieder läßt, so stellt sich ein kleinerer Wirkungsgrad heraus; hat man dieselbe endlich so tief gestellt, daß das Wasser die Radcanäle nicht mehr zu füllen vermag und die Turbine in eine Druckturbine übergeht, so wird plötzlich der Wirkungsgrad ein größerer, weil nun der durch die plötzliche Geschwindigkeitsveränderung herbeigeführte Arbeitsverlust wegfällt. Bei noch tieferen Stellungen nimmt der Wirkungsgrad wieder allmälig ab. Diesem zufolge scheint allerdings den Druckturbinen ein ansehnlicher Vorzug vor den Reactionsturbinen eingeräumt werden zu müssen, allein derselbe ist wegen anderer Beziehungen doch nicht überwiegend, und nur dann zuzugestehen, wenn eine Turbine mit sehr veränderlichen Wassermengen gespeist wird und nicht unter Wasser umläuft. Da das in das Rad eintretende Wasser hier einen viel weiteren Raum vorfindet, als es bei seiner Geschwindigkeit nöthig hat, so nimmt es in demselben unregelmäßige Seitenbewegungen an, und tritt nicht nur nicht mit der oben berechneten Geschwindigkeit c_2 aus, sondern verliert auch einen Theil seines Arbeitsvermögens, welchen die besonderen Widerstände bei den unregelmäßigen Bewegungen und das Zerreißen des Wassers verzehren. Hiervon liefern zahlreiche Beobachtungen den sichersten Beweis, und es läßt sich derselbe an jeder Turbine auch sogleich führen, wenn man sie mit der vortheilhaftesten

Geschwindigkeit einmal als Reactions- und einmal als Druckturbine umlaufen läßt. Immer giebt die Turbine bei vollem Ausflusse und völlig geöffneter Schütze einen größeren Wirkungsgrad, als bei einem durch einen tieferen Schützenstand hervorgebrachten unvollen Ausflusse.

Bei Turbinen, welche unter Wasser gehen, erfolgt stets ein voller Ausfluß; diese Räder sind also nur Reactionsturbinen. Von ihnen ist natürlich ebenfalls bei völlig geöffneter Schütze ein größerer Wirkungsgrad zu erwarten, als von den in freier Luft umlaufenden Druckturbinen; dagegen läßt sich auch bestimmt darauf rechnen, daß bei tieferem Schützenstande, wo die Schutzmündung nur $^2/_3$ oder noch ein kleinerer Theil der Radweite ist, der Wirkungsgrad der ersteren Turbine sich kleiner herausstellt, als bei einer Druckturbine. Es ist hiernach der große Nutzen der Etagen oder der Stellkränze zu ermessen.

Anmerkung. Die älteren Fourneyron'schen Turbinen waren bloße Druckturbinen; nachdem man aber von den größeren Leistungen der Reactionsturbinen vielfache Beweise erlangt hat, werden jetzt fast nur Reactionsturbinen construirt. Mehrere in hiesiger Umgegend im Gange befindliche Druckturbinen sprechen durch ihre kleinen Wirkungsgrade ebenfalls nicht zu Gunsten dieser Räder.

Leistung der Reactionsturbinen. Wir können nun auch die Leistung einer Reactionsturbine mit innerer Beaufschlagung ausmitteln. Das disponible Arbeitsquantum ist, bei der Aufschlagmenge Q und dem Gefälle h: §. 260

$$L = Q h \gamma.$$

Hiervon gehen aber die Verluste ab, welche das Wasser beim Durchgange durch die Rad- und Leitschaufelcanäle in Folge der Reibung u. s. w. erleidet. Da das Wasser mit der Geschwindigkeit c aus dem Leitschaufelapparate tritt, so können wir den Druckhöhenverlust beim Durchgange des Wassers durch diesen setzen:

$$h_1 = \zeta \frac{c^2}{2g},$$

und da es mit einer Geschwindigkeit c_2 aus den Radcanälen strömt, so können wir den Druckverlust beim Durchgange des Wassers durch diese Canäle durch eine Widerstandshöhe

$$h_2 = \zeta_1 \cdot \frac{c_2^2}{2g}$$

messen.

Nach den Versuchen des Verfassers ist für gut construirte Canäle der Widerstandscoefficient $\zeta = \zeta_1 = 0{,}05$ bis $0{,}10$ zu setzen. (S. den Aufsatz im polytechn. Centralblatt, 1850, Lieferung III, betitelt: „Versuche über den Widerstand, welchen das Wasser beim Durchgange durch die Turbinencanäle erleidet.“)

Zu diesen Druckverlusten kommt noch die Geschwindigkeitshöhe $\frac{w^2}{2g}$ des abfließenden Wassers, welche mit der lebendigen Kraft desselben dem Rade entzogen wird. Wir können daher die effective Leistung der Turbine setzen:

$$L_1 = [h - (h_1 + h_2 + h_3)]\, Q\gamma$$
$$= \left(h - \frac{\zeta c^2 + \zeta_1 c_2^2 + w^2}{2g}\right) Q\gamma.$$

Für den vortheilhaftesten Gang hat man $c_2 = v$, ferner $w = 2\, v \sin. \frac{\delta}{2}$ und, da $c r_1 \sin. \alpha = c_2 r \sin. \delta$ ist,

$$c = \frac{r \sin. \delta}{r_1 \sin. \alpha} \cdot c_2 = \frac{r \sin. \delta}{r_1 \sin. \alpha} \cdot v,$$

folglich, wenn man noch $\zeta_1 = \zeta$ annimmt,

$$L_1 = \left[h - \left(\zeta \left[1 + \left(\frac{r \sin. \delta}{r_1 \sin. \alpha}\right)^2\right] + 4 \left(\sin. \frac{\delta}{2}\right)^2\right) \frac{v^2}{2g}\right] Q\gamma$$
$$= \left[1 - \left(\zeta \left[1 + \left(\frac{r \sin. \delta}{r_1 \sin. \alpha}\right)^2\right] + 4 \left(\sin. \frac{\delta}{2}\right)^2\right) \frac{v^2}{2gh}\right] Qh\gamma,$$

also ist der Wirkungsgrad der Turbine:

$$\eta = \frac{L_1}{L} = \frac{L_1}{Qh\gamma}$$
$$= 1 - \left(\zeta \left[1 + \left(\frac{r \sin. \delta}{r_1 \sin. \alpha}\right)^2\right] + 4 \left(\sin. \frac{\delta}{2}\right)^2\right) \frac{v^2}{2gh}.$$

Nach dem Obigen (§. 251) ist aber

$$\frac{v^2}{2gh} = \frac{1}{\zeta \left[1 + \left(\frac{r_1 \sin. \beta}{r \sin. (\beta - \alpha)}\right)^2\right] + 2 \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{\sin. \beta \cos. \alpha}{\sin. (\beta - \alpha)}},$$

oder, da $c = \frac{v_1 \sin. \beta}{\sin. (\beta - \alpha)} = \frac{r_1 v \sin. \beta}{r \sin. (\beta - \alpha)} = \frac{r \sin. \delta}{r_1 \sin. \alpha} v$, also

$\sin. \delta = \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{\sin. \alpha \sin. \beta}{\sin. (\beta - \alpha)}$ sein muß,

$$\frac{v^2}{2gh} = \frac{1}{\zeta \left[1 + \left(\frac{r \sin. \delta}{r_1 \sin \alpha}\right)^2\right] + 2 \cot g. \alpha \sin. \delta};$$

daher läßt sich endlich der Wirkungsgrad der Turbine

$$\eta = 1 - \frac{\zeta \left[1 + \left(\frac{r \sin. \delta}{r_1 \sin. \alpha}\right)^2\right] + 4 \left(\sin. \frac{\delta}{2}\right)^2}{\zeta \left[1 + \left(\frac{r \sin. \delta}{r_1 \sin. \alpha}\right)^2\right] + 2 \cot g. \alpha \sin. \delta}$$

setzen.

Von der hier gefundenen Leistung ist noch der Arbeitsverlust abzuziehen, welchen die Reibung am Stifte des Rades herbeiführt. Ist G das Gewicht der umlaufenden Turbine, r_2 der Halbmesser ihres Zapfens oder Stiftes und bezeichnet φ den Reibungscoefficienten, so haben wir diesen Arbeitsverlust:

$$L_2 = {}^2/_3\, \varphi\, G \cdot \frac{r_2}{r} v \quad \text{(s. Bd. I, §. 188).}$$

Die im Obigen entwickelten Formeln und Regeln gelten nicht allein für Turbinen mit innerer, sondern auch für solche mit äußerer Beaufschlagung, nur hat man hier v und v_1, sowie r und r_1 mit einander zu vertauschen, also unter r den inneren und r_1 den Radhalbmesser, sowie unter v die innere und unter v_1 die äußere Radgeschwindigkeit zu verstehen.

Uebrigens ist nur bei Turbinen, welche unter Wasser gehen, h von Wasserspiegel zu Wasserspiegel zu nehmen, bei Turbinen, welche in freier Luft umlaufen, hingegen von Oberwasserspiegel bis Mitte der Ausmündungen des Rades. Im letzteren Falle geht also durch das Freistellen, von Mitte der Ausmündungen bis Unterwasserspiegel gemessen, ein Theil des Totalgefälles verloren, wogegen den unter Wasser gehenden Turbinen durch die Reibung des Wassers am Rade ein Verlust erwächst.

Anmerkung. Bei Hochdruckturbinen ist auch noch der Arbeitsverlust, welchen die Reibung des Wassers in den Einfallröhren veranlaßt, abzuziehen.

Da schon wegen der Bewegungshindernisse des Wassers in den Rad- und Leitschaufelcanälen der vortheilhafteste Gang nicht genau für $c_2 = v$ statt hat, so wird dieses um so mehr der Fall sein, wenn das Wasser mit Stoß in das Rad eintritt. Lassen wir eine Turbine nicht mit der vortheilhaftesten Geschwindigkeit umlaufen, setzen wir aber voraus, daß die Schütze völlig geöffnet, folglich §. 261

$$F c = F_1 c_1, \text{ oder}$$
$$c \sin. \alpha = c_1 \sin. \beta$$

sei, so haben wir für die relative Austrittsgeschwindigkeit c_2, statt

$$\left[1 + \zeta \left(\frac{F_2}{F}\right)^2 + \zeta_1\right] c_2^2 + \frac{2 F_2}{F} \cdot \frac{r_1}{r} c_2 v \cos. \alpha - v^2 = 2 g h$$

(aus §. 250),

$$\left[1 + \zeta \left(\frac{F_2}{F}\right)^2 + \zeta_1\right] c_2^2 + \frac{2 F_2}{F} \cdot \frac{r_1}{r} c_2 v \cos. \alpha - v^2 = 2 g (h - y),$$

oder, nach §. 257:

$$\left[1 + \zeta\left(\frac{F_2}{F}\right)^2 + \zeta_1\right]c_2^2 + \left[\left(\frac{F_2\,cos.\,\alpha}{F} - \frac{F_2\,cos.\,\beta}{F_1}\right)c_2 - \frac{r_1}{r}\,v\right]^2$$
$$+ \frac{2\,F_2}{F}\,\frac{r_1}{r}\,c_2\,v\,cos.\,\alpha - v^2 = 2\,g\,h$$

zu setzen.

Mit Hülfe dieser Gleichung kann man c_2 durch v ausdrücken, und setzt man nun diesen Werth in die Leistungsformel

$$L_1 = \left(h - y - \frac{\zeta\,c^2 + \zeta_1\,c_2^2 + w^2}{2\,g}\right)Q\gamma$$
$$= \left[h - \frac{1}{2\,g}\left(\left[\zeta\left(\frac{F_2}{F}\right)^2 + \zeta_1\right]c_2^2\right.\right.$$
$$\left.\left. + \left[\left(\frac{F_2\,cos.\,\alpha}{F} - \frac{F_2\,cos.\,\beta}{F_1}\right)c_2 - \frac{r_1}{r}\,v\right]^2 + (c_2^2 - 2\,c_2\,v\,cos.\,\delta + v^2)\right)\right]Q\gamma$$

ein, so läßt sich durch dieselbe die einer beliebigen Umdrehungsgeschwindigkeit v entsprechende Leistung der Turbine berechnen.

Geht die Turbine ohne Last um, so ist ihre Leistung = Null, und daher:

$$\left[\zeta\left(\frac{F_2}{F}\right)^2 + \zeta_1\right]c_2^2 + \left[\left(\frac{F_2\,cos.\,\alpha}{F} - \frac{F_2\,cos.\,\beta}{F_1}\right)c_2 - \frac{r_1}{r}\,v\right]^2$$
$$+ c_2^2 - 2\,c_2\,v\,cos.\,\delta + v^2 = 2\,g\,h.$$

Zieht man diese Gleichung von der obigen Gleichung für c_2 ab, so erhält man folgenden einfachen Ausdruck für die nun mit v_0 zu bezeichnende Maximalumdrehungszahl:

$$2\,v_0^2 = 2\cdot\frac{F_2}{F}\cdot\frac{r_1}{r}\,c_2\,v_0\,cos.\,\alpha + 2\,c_2\,v_0\,cos.\,\delta,$$

oder:

$$v_0 = \left(\frac{F_2}{F}\cdot\frac{r_1}{r}\,cos.\,\alpha + cos.\,\delta\right)c_2,$$

sowie:

$$c_2 = \frac{v_0}{\frac{F_2}{F}\cdot\frac{r_1}{r}\,cos.\,\alpha + cos.\,\delta}.$$

Wenn wir diesen Werth von c_2 in die Gleichung

$$\left[1 + \zeta\left(\frac{F_2}{F}\right)^2 + \zeta_1\right]c_2^2 + \left[\left(\frac{F_2\,cos.\,\alpha}{F} - \frac{F_2\,cos.\,\beta}{F_1}\right)c_2 - \frac{r_1}{r}\,v_0\right]^2$$
$$+ \frac{2\,F_2}{F}\,\frac{r_1}{r}\,c_2\,v_0\,cos.\,\alpha - v_0^2 = 2\,g\,h$$

setzen, so erhalten wir dadurch eine Formel zur Bestimmung der Geschwin-

digkeit v_0, mit welcher das Rad unbelastet umläuft, und es läßt sich nun dieselbe mit der Geschwindigkeit $v = c_2$ vergleichen, wobei das Wasser ohne Stoß in das Rad tritt, und die Leistung des letzteren nahe ein Maximum ist.

Anmerkung. Bei den gewöhnlichen Leitschaufelturbinen ist δ nahe $= \alpha$ und klein, folglich auch $cos. \alpha = cos. \delta$ nahe $= 1$, sowie $\frac{F_2}{F} = \frac{r}{r_1}$, und daher für den Leergang des Rades:

$$c_2 = \frac{v_0}{\frac{F_2}{F} \cdot \frac{r_1}{r} cos. \alpha + cos. \delta} \text{ nahe } = \frac{v_0}{2}.$$

Setzen wir nun noch $\frac{r_1}{r} = \frac{3}{4}$ und $\zeta_1 = \zeta = 0{,}1$, so erhalten wir:

$$\left[1 + \zeta \left(\frac{F_2}{F}\right)^2 + \zeta_1\right] c_2^2 = (1 + 0{,}1 \,.\, {}^{16}\!/_9 + 0{,}1) \frac{v_0^2}{4} = 0{,}32\, v_0^2,$$

ferner $F_1 = F$ und $cos. \beta = cos. \alpha$ angenommen:

$$\left[\left(\frac{F_2}{F} cos. \alpha - \frac{F_2}{F_1} cos. \beta\right) c_2 - \frac{r_1}{r} v_0\right]^2 = \left(\frac{r c_2}{2 r_1} - \frac{r_1 v_0}{r}\right)^2 = ({}^{1}\!/_{3} - {}^{3}\!/_{4})^2 v_0^2$$
$$= 0{,}17\, v_0^2$$

und

$$2 \frac{F_2}{F} \frac{r_1}{r} c_2 v_0 cos. \alpha = v_0^2,$$

so daß nun

$$(0{,}32 + 0{,}17 + 1 - 1)\, v_0^2 = 2 g h, \text{ oder}$$
$$0{,}49 \frac{v_0^2}{2 g} = h$$

folgt.

Für die Geschwindigkeit $v = c_2$ des Rades, wobei dasselbe nahe die Maximalarbeit verrichtet, ist annähernd

$$\left(1 + \zeta \frac{F_2}{F} + \zeta_1\right) c_2^2 = 1{,}28\, v^2,$$

ferner

$$\left[\left(\frac{F_2}{F} cos. \alpha - \frac{F_2}{F_1} cos. \beta\right) c_2 - \frac{r_1}{r} v\right]^2 = ({}^{2}\!/_{3} - {}^{3}\!/_{4})^2 v^2 \text{ nahe} = 0{,}01 \quad \text{und}$$

$$2 \frac{F_2}{F} \frac{r_1}{r} c_2 v \, cos. \alpha = 2 v^2,$$

daher:

$$(1{,}29 + 2 - 1)\, v^2 = 2 g h,$$

so daß sich

$$2{,}29 \cdot \frac{v^2}{2 g} = h \text{ ergiebt.}$$

Hiernach folgt nun:

$$\frac{v_0^2}{v^2} = \frac{2{,}29}{0{,}49} \text{ nahe} = 5 \text{ und}$$

$$\frac{v_0}{v} = \sqrt{5} = 2{,}22.$$

In Folge der Zapfenreibung muß dieses Verhältniß noch etwas kleiner ausfallen. In der That, es führen auch die angestellten Versuche gewöhnlich auf das

Verhältniß $\frac{v_0}{v} = 2$; d. h. es läuft erfahrungsmäßig, die Turbine unbelastet noch einmal so schnell um als während ihrer größten Arbeitsverrichtung.

§. 262 **Anordnung der Leitschaufelturbinen.** Wir haben nun die nöthigsten Regeln zur Berechnung, Anordnung und Construction der Turbinen mit innerer Beaufschlagung zu entwickeln. Jedenfalls können wir das Aufschlagquantum Q und das Gefälle h als gegeben ansehen; und wäre statt Q die Leistung L gegeben, so würde sich wenigstens Q aus L und aus dem Wirkungsgrade η (circa 0,75) durch die Formel

$$Q = \frac{L}{\eta h \gamma}$$

berechnen lassen. Die übrigen Größen r, r_1, α, β, δ, v, n, e u. s. w. sind nun theils beliebig, theils erfahrungsmäßig anzunehmen, theils theoretisch zu bestimmen. Zunächst nimmt man den Winkel α beliebig an. Bei den Rädern ohne Leitschaufeln ist er bekanntlich als 90° in Rechnung zu bringen, bei den Leitschaufelturbinen, von welchen zunächst die Rede ist, hat man

$$1)\ \alpha = 20 \text{ bis } 30^0$$

zu machen, ersteres bei hohem, letzteres bei kleinem Gefälle, um dort nicht zu weite und hier nicht zu enge Ausflußöffnungen, also dort nicht zu kleine und hier nicht zu große Räder zu erhalten.

Der Eintrittswinkel β ist durch die Auswahl von α gewissermaßen schon bestimmt. Damit das Wasser ohne Druck in das Rad eintrete, müßte $\beta = 2\alpha$ sein, weil aber dieser Druck abnimmt, wenn die Schütze tiefer gestellt wird, so macht man, um keinen negativen Druck zu erhalten, β größer als 2α, am besten möchte vielleicht

$$2)\ \beta = 2\alpha + 20^0 \text{ bis } 2\alpha + 30^0$$

anzunehmen sein.

Das Verhältniß $\nu = \frac{r}{r_1}$ der Radhalbmesser zu einander ist

3) zwischen den Grenzen 1,25 bis 1,5 auszuwählen.

Aus leicht begreiflichen Gründen ist bei einem großen Werthe von β und bei einem großen Rade das kleinere Verhältniß, bei einem kleineren Werthe von β und bei einem kleineren Rade aber das größere Verhältniß auszuwählen.

Der Austrittswinkel δ ist durch die Formel

$$4)\ sin.\,\delta = \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{sin.\,\alpha\ sin.\,\beta}{sin.\,(\beta - \alpha)} = \frac{sin.\,\alpha\ sin.\,\beta}{\nu^2\, sin.\,(\beta - \alpha)}$$

bestimmt.

Dieser Winkel darf, damit dem abfließenden Wasser so viel wie möglich Arbeitsvermögen entzogen werde, nicht über 20 Grad betragen, und es sind deshalb die Werthe von α, β und $\nu = \frac{r}{r_1}$ so zu nehmen, daß δ unter 20 Grad ausfällt. Manche, z. B. Combes und Callon, suchen δ dadurch herabzuziehen, daß sie dem Rade außen eine größere Weite geben als innen; da aber dadurch der volle Ausfluß des Wassers gefährdet wird, so ist diese Construction mit Vorsicht anzuwenden.

Um ferner die Halbmesser des Rades und des Ausflußreservoirs zu ermitteln, wollen wir, in Uebereinstimmung mit den besseren der bekannten Turbinen, zur Bedingung machen, daß die Geschwindigkeit des Wassers im Reservoir 3 Fuß nicht überschreite. Legen wir aber diese Geschwindigkeit zu Grunde und lassen wir dabei die Querschnitte der Wellenröhre und der Schütze außer Acht, so können wir setzen:

$$Q = 3\pi r_1^2,$$

und folglich umgekehrt, den äußeren Halbmesser des Ausflußgefäßes oder den inneren Radhalbmesser:

$$5)\ r_1 = \sqrt{\frac{Q}{3\pi}} = 0{,}326\sqrt{Q},$$

wo r_1 in Fuß und Q in Cubikfuß zu nehmen sind.

Aus diesem Radius folgt nun der äußere Radhalbmesser:

$$6)\ r = \nu r_1.$$

Die innere Radgeschwindigkeit bestimmt sich ferner durch die Formel

$$7)\ v_1 = \sqrt{\frac{2gh}{\frac{2 \sin.\beta \cos.\alpha}{\sin.(\beta-\alpha)} + \zeta\left(\frac{\sin.\beta}{\sin.(\beta-\alpha)}\right)^2 + \zeta_1\left(\frac{r}{r_1}\right)^2}}.$$

Hieraus ergiebt sich aber die Austrittsgeschwindigkeit:

$$8)\ c = \frac{v_1 \sin.\beta}{\sin.(\beta-\alpha)},$$

und der Querschnitt:

$$9)\ F = \frac{Q}{c} = \frac{Q \sin.(\beta-\alpha)}{v_1 \sin.\beta},$$

ferner die Eintrittsgeschwindigkeit:

$$10)\ c_1 = \frac{c \sin.\alpha}{\sin.\beta} = \frac{v_1 \sin.\alpha}{\sin.(\beta-\alpha)}$$

und der Querschnitt:

$$11)\ F_1 = \frac{Q}{c_1} = \frac{Q \sin.(\beta-\alpha)}{v_1 \sin.\alpha},$$

endlich die äußere Rad- sowie die Austrittsgeschwindigkeit:

12) $v = c_2 = \frac{r}{r_1} v_1$,

sowie der Inhalt sämmtlicher Austrittsmündungen des Rades:

13) $F_2 = \frac{Q}{c_2} = \frac{r_1}{r} \cdot \frac{Q}{v_1} = \frac{r_1}{r} \cdot \frac{Fc}{v_1}$.

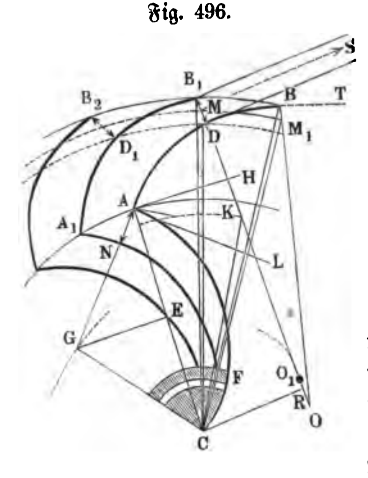
Ueberdies können wir noch die Zahl der Umdrehungen des Rades pr. Minute, nämlich

14) $u = \frac{30 v}{\pi r} = 9{,}55 \frac{v}{r}$

angeben.

§. 263 Es bleibt nun noch übrig, Regeln zur Berechnung der Radschaufelzahl und der Dimensionen der Radmündungen abzuleiten. Die Ausflußöffnungen des Rades, welche zusammen den Inhalt $F_2 = \frac{Q}{c_2}$ haben sollten, bilden nicht den äußeren Umfang des Rades, sondern sie sind durch die äußeren Schaufeln B_1, B_2 u. s. w., Fig. 496, gelegte Querschnitte $B_1 D$, $B_2 D_1$ u. s. w. Auch haben wir unter r in den obigen Formeln nicht den Halbmesser CB_1 des äußeren Radumfanges, sondern die Entfernung CM der Mitte der Mündung $B_1 D$ von der Umdrehungsaxe, sowie unter v nicht die Umdrehungsgeschwindigkeit von B, sondern von M zu verstehen. Ist nun δ der Winkel SMT, welchen die Axe des bei $B_1 D$ aus dem Rade tretenden Strahles mit der Tangente MT oder der Normale zum Halbmesser $CM = r$ einschließt, ferner n die Anzahl der Radschaufeln, s ihre Stärke, d die Weite $B_1 D$ der Ausmündungen, e die Radweite oder Schaufelhöhe und λ das Verhältniß $\frac{e}{d}$, so läßt sich der Querschnitt der Ausmündungen des Rades setzen:

Fig. 496.



$$F_2 = nde = n\lambda d^2 = \frac{ne^2}{\lambda},$$

daher umgekehrt, die Anzahl der Radschaufeln:

$$n = \frac{\lambda F_2}{e^2}.$$

Da die Schaufeln den Querschnitt $n s e$ einnehmen, so ist auch

$$F_2 = (2 \pi r \sin. \delta - n s) e$$
$$= \left(2 \pi r \sin. \delta - \frac{\lambda F_2 s}{e^2}\right) e,$$

daher die Radhöhe:

$$e = \frac{F_2}{2 \pi r \sin. \delta - \frac{\lambda F_2 s}{e^2}},$$

und annähernd,

$$e = \frac{F_2}{2 \pi r \sin. \delta}\left(1 + \frac{\lambda F_2 s}{2 \pi r e^2 \sin. \delta}\right)$$
$$= \frac{F_2}{2 \pi r \sin. \delta}\left(1 + \frac{2 \pi r \sin. \delta . \lambda s}{F_2}\right).$$

Das Dimensionsverhältniß der Ausflußmündungen, d. i.

$$1) \quad \lambda = \frac{e}{d},$$

wird $= 2$ bis 5 genommen, und zwar ersteres bei langen und weniger gekrümmten, und letzteres bei kurzen und stärker gekrümmten Radcanälen, damit der volle Ausfluß nicht verloren geht. Nun folgt die Radhöhe:

$$2) \quad e = \frac{F_2}{2 \pi r \sin. \delta}\left(1 + 2 \pi r \sin. \delta \cdot \frac{\lambda s}{F_2}\right),$$

ferner die Weite der Ausmündungen:

$$3) \quad d = \frac{e}{\lambda},$$

und die Schaufelanzahl:

$$4) \quad n = \frac{\lambda F_2}{e^2}.$$

Was endlich noch die Anzahl n_1 der Leitschaufeln anlangt, so kann man diese unter folgender Voraussetzung bestimmen.

Wir haben oben $\frac{F}{F_2} = \frac{2 \pi r_1 \sin. \alpha}{2 \pi r \sin. \delta}$ gesetzt; es ist aber auch, bei der Leitschaufelstärke s_1:

$$\frac{F}{F_2} = \frac{2 \pi r_1 \sin. \alpha - n_1 s_1}{2 \pi r \sin. \delta - n s};$$

soll daher beiden Gleichungen entsprochen werden, so hat man nur

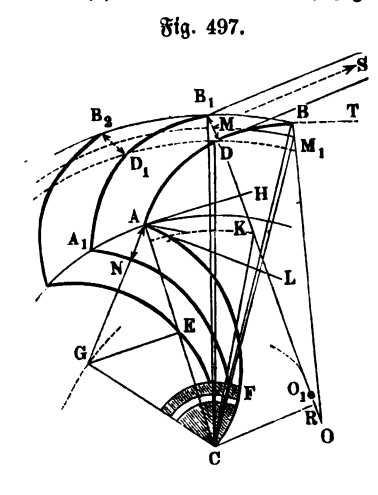
$$\frac{n_1 s_1}{n s} = \frac{r_1 \sin. \alpha}{r \sin. \delta}$$

zu setzen, oder, da gewöhnlich $s_1 = s$ ist, das Verhältniß der Anzahl der Leitschaufeln zu der der Radschaufeln:

$$5)\ \frac{n_1}{n} = \frac{sin.\,\alpha}{v\,sin.\,\delta}.$$

§. 264 **Schaufelconstruction.** Die Schaufeln werden in der Regel nach Kreisbögen gekrümmt; bei den Leitschaufeln reicht ein Bogen aus, bei den Radschaufeln sind aber hierzu zwei tangential an einander anschließende Bögen nothwendig. Wie nun die Halbmesser dieser Bögen zu finden, und wie die letzteren an einander anzusetzen sind, wird aus Folgendem hervorgehen. Man beschreibe mit $\overline{CM} = r$, Fig. 497, einen Kreis, trage die Tangente MT auf und lege an diese den Ausflußwinkel $SMT = \delta$, dessen Bestimmung im vorigen Paragraphen gezeigt wurde. Mit Hülfe des Theilwinkels $\varphi = \frac{360^0}{n}$ u. s. w. bestimme man nun die Größe

Fig. 497.



$$\frac{1}{2}\,d_1 = r\,sin.\,\delta\,tang.\,\frac{\varphi}{2},$$

und trage dieselbe zu beiden Seiten von M aus als $MB_1 = MD$ rechtwinkelig auf MS auf. Ferner ziehe man den Halbmesser CB_1, lege an denselben den Theilwinkel $B_1CB = \varphi$ an und beschreibe aus dem Axpunkte C durch B_1 und D die Kreise B_1B.. und D_1D... Der erstere dieser Kreise giebt den äußeren Radumfang an, und die Punkte B, B_1 in demselben sind die äußeren Schaufelenden. Zieht man dann BO so, daß der Winkel $BOD = BCB_1 = \varphi$ ausfällt, so erhält man in O das Centrum und in $BO = DO$ den Halbmesser a des vom äußeren Schaufelstücke gebildeten Bogens BD. Macht man noch $B_1O_1 = DO$, so erhält man ebenso das Centrum O_1 des Endstückes B_1D_1 der folgenden Schaufel. Die Richtigkeit dieses Verfahrens geht aus Folgendem hervor.

Es ist die gerade Linie oder Sehne, welche die benachbarten Mündungsmitten M und M_1 mit einander verbindet,

$$\overline{MM_1} = 2\,\overline{CM}\,sin.\,\frac{\varphi}{2} = 2\,r\,sin.\,\frac{\varphi}{2},$$

ferner der Winkel $MOM_1 = \varphi$, und der Winkel

$$OMM_1 = 90^0 - SMM_1 = 90^0 - (SMT + TMM_1)$$
$$= 90^0 - \left(\frac{\varphi}{2} + \delta\right),$$

endlich der Winkel

$$MM_1O = 180^0 - (MOM_1 + OMM_1) = 90^0 - \left(\frac{\varphi}{2} - \delta\right);$$

folglich, da nach dem bekannten trigonometrischen Sinussatze:

$$\frac{OM_1}{MM_1} = \frac{sin.\, OMM_1}{sin.\, MOM_1} \text{ und } \frac{OM}{MM_1} = \frac{sin.\, OM_1M}{sin.\, MOM_1}$$

ist,

$$\overline{OM_1} = \frac{2\, r\, sin. \frac{\varphi}{2}\, sin. \left[90^0 - \left(\frac{\varphi}{2} + \delta\right)\right]}{sin.\, \varphi} = \frac{r\, cos. \left(\frac{\varphi}{2} + \delta\right)}{cos. \frac{\varphi}{2}}$$

$$= r\, cos.\, \delta - r\, sin.\, \delta\, tang. \frac{\varphi}{2} \text{ und}$$

$$\overline{OM} = \frac{2\, r\, sin. \frac{\varphi}{2}\, sin. \left[90^0 - \left(\frac{\varphi}{2} - \delta\right)\right]}{sin.\, \varphi} = \frac{r\, cos. \left(\frac{\varphi}{2} - \delta\right)}{cos. \frac{\varphi}{2}}$$

$$= r\, cos.\, \delta + r\, sin.\, \delta\, tang. \frac{\varphi}{2}.$$

Da nun aber $\overline{MD} = \overline{MB_1} = \overline{M_1B} = \frac{d_1}{2} = r\, sin.\, \delta\, tang. \frac{\varphi}{2}$ ist, so folgt:

$$\overline{OB} = \overline{OM_1} + \overline{M_1B} = r\, cos.\, \delta,$$

sowie auch

$$\overline{OD} = \overline{OM} - \overline{MD} = r\, cos.\, \delta.$$

Es ist also der gesuchte Krümmungshalbmesser des äußeren Schaufelstückes BD:

$$\overline{OB} = \overline{OD} = a = r\, cos.\, \delta,$$

und derselbe auch leicht dadurch construirend zu finden, daß man vom Axpunkte C aus eine Parallele CR zu, und vom Mündungsmittelpunkte M ein Perpendikel MR auf MS zieht; das abgeschnittene Stück MR ist dann die Länge $a = r\, cos.\, \delta$ des gesuchten Halbmessers:

$$\overline{OB} = \overline{OD} = \overline{O_1B_1}.$$

Bei dieser Construction kommt das Schaufelende B_1 ganz parallel zum gegenüberliegenden Schaufelelemente D zu liegen, und es fließt deshalb auch der Strahl ganz ohne Contraction aus. Wenn man diesen Parallelismus nicht herstellt, so stellt sich allemal ein Nachtheil heraus; divergiren die Tangenten von B_1 und D nach außen, so läuft man Gefahr, den vollen Ausfluß zu verlieren, und convergiren dieselben, so entsteht eine partielle Contraction und der Strahl schlägt dann gegen die äußere Fläche von BD (s. Bd. I, §. 414).

Das innere Stück DA einer Radschaufel läßt sich in der Regel ebenfalls nach einem Kreisbogen krümmen. Der Halbmesser $\overline{KD} = \overline{KA} = a_1$ dieses Kreisbogens wird auf folgende Weise gefunden. Im Dreiecke CMK ist $\overline{CM} = r$, $\overline{MK} = a_1 + \frac{d_1}{2}$ und $\angle\, CMK = SMT = \delta$, daher:

$$\overline{CK^2} = r^2 + \left(a_1 + \frac{d_1}{2}\right)^2 - 2\,r\left(a_1 + \frac{d_1}{2}\right) cos.\,\delta.$$

Im Dreiecke CAK hingegen ist $\overline{CA} = r_1$, $\overline{AK} = a_1$ und $CAK = 180^0 - \beta$, daher:

$$\overline{CK^2} = r_1^2 + a_1^2 + 2\,r_1\,a_1\,cos.\,\beta.$$

Durch Gleichsetzen beider Ausdrücke folgt nun:

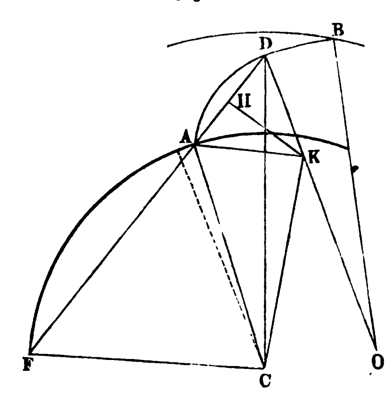
$$r^2 + a_1 d_1 + \frac{d_1^2}{4} - 2\,r\,a_1\,cos.\,\delta - r\,d_1\,cos.\,\delta = r_1^2 + 2\,r_1\,a_1\,cos.\,\beta,$$

und hieraus ergiebt sich der gesuchte Halbmesser:

$$a_1 = \frac{r^2 - r_1^2 - r\,d_1\,cos.\,\delta + \frac{d_1^2}{4}}{2\,(r\,cos.\,\delta + r_1\,cos.\,\beta) - d_1}.$$

Durch Construction findet man diesen Halbmesser auf folgende Weise. Man lege in C an CD, Fig. 498, die gegebene Winkelsumme $DCF = \delta + 180^0 - \beta$ an, mache den Schenkel $\overline{CF} = \overline{CA} = r_1$, und ziehe DF. Der Durchschnittspunkt A dieser Linie mit dem inneren Radumfang ist der zweite Endpunkt des gesuchten Bogens, dessen Centrum K nun gefunden wird, wenn man in der Mitte H der Sehne AD ein Perpendikel errichtet, und dasselbe bis zum Durchschnitt K mit DO fortführt. Die Richtigkeit dieser Construction geht aus Folgendem hervor. Da $\overline{CF} = \overline{CA} = r_1$, und $\overline{KA} = \overline{KD} = a_1$ ist, so sind auch die Winkel CAF und CFA, so wie die Winkel DAK und ADK einander gleich, und es läßt sich daher

Fig. 498.



$$\angle CAK = 180^0 - \angle FAC - \angle KAD = 180^0 - \angle CFA - \angle ADK$$
$$= 180^0 - \angle CFA - \angle CDF - \angle CDK \text{ setzen.}$$

Nun ist aber $180^0 - \angle CFA - \angle CDF = DCF = \delta + 180^0 - \beta$, und $CDK = \delta$; daher folgt

$$\angle CAK = \delta + 180^0 - \beta - \angle CDK = 180^0 - \beta.$$

Da dieser Winkel von den Halbmessern CA und KA der Kreisbögen AF und DA eingeschlossen wird, so ist folglich der Winkel, unter welchem diese Bögen in A zusammenstoßen, $= 180^0 - \angle CAK = \beta$, wie verlangt wird.

Was endlich noch den Krümmungskreis einer Leitschaufel anlangt, so können wir dessen Halbmesser und Mittelpunkt dadurch finden, daß wir AL, Fig. 497, unter dem bekannten Winkel α an die Tangente AH des inneren Radumfanges anlegen, hierauf ein Perpendikel errichten und zuletzt dieses durch eine andere, in der Mitte E des Halbmessers CA errichtete Normale in G schneiden. Dieser Punkt G ist nun das Centrum der Leitschaufel AF, welche man nun entweder ganz oder nur zum Theil bis zur Röhre, welche die Welle umgiebt, fortführt. Der Halbmesser $\overline{GA} = \overline{GC} = a_2$ dieser Schaufel ist

$$a_2 = \frac{r_1}{2 \cos. \alpha}.$$

Die Mittelpunkte der Bögen von den übrigen Schaufeln befinden sich in mit CO, CK und CG beschriebenen Kreisen.

Beispiel. Es ist für ein Gefälle von 5 Fuß und ein Aufschlagquantum von 30 Cubikfuß die Construction, Anordnung und Berechnung einer Fourneyron'schen Turbine zu vollziehen.

Wählen wir:

1) $\alpha = 30^0$,

2) $\beta = 100^0$ und

3) $\nu = \frac{r}{r_1} = 1,35$

aus, so erhalten wir:

$$sin. \delta = \frac{sin. \alpha \; sin. \beta}{\nu^2 \, sin. (\beta - \alpha)} = \frac{sin. 30^0 \, sin. 80^0}{1,35^2 . sin. 70} = 0,28752,$$

und hiernach:

4) $\delta = 16^0 \, 42'$.

Es ist ferner der innere Radhalbmesser:

5) $r_1 = 0,326 \sqrt{Q} = 0,326 \sqrt{30} = 1,785$ Fuß,

wofür aber $= 1,80$ genommen werden soll, daher der äußere Radhalbmesser:

6) $r = \nu . r_1 = 1,35 . 1,8 = 2,43$ Fuß,

wofür wir $= 2,45$ Fuß nehmen wollen, so daß nun die Kranzbreite

$$r - r_1 = 2,45 - 1,80 = 0,65 \text{ Fuß}$$

ausfällt.

Ohne Rücksicht auf Nebenhindernisse wäre ferner die innere Radgeschwindigkeit:

$$v_1 = \sqrt{gh\,(1 - tang. \alpha \; cotg. \beta)} = \sqrt{5 . 31,25\,(1 + tang. 30^0 . cotg. 80^0)}$$
$$= \sqrt{156,25 . 1,10182} = 13,105 \text{ Fuß},$$

mit Rücksicht auf die hydraulischen Hindernisse aber, wenn man $\zeta = \zeta_1 = 0{,}075$ annimmt,

$$7)\ v_1 = \sqrt{\left(\frac{2gh}{\frac{2\, sin.\beta\, cos.\alpha}{sin.(\beta-\alpha)} + \zeta\left[\left(\frac{sin.\beta}{sin.(\beta-\alpha)}\right)^2 + \nu^2\right]}\right)}$$

$$= \sqrt{\left(\frac{62{,}5\,.\,5}{\frac{2\, sin.\,80^0\, cos.\,30^0}{sin.\,70^0} + 0{,}075\left[\left(\frac{sin.\,80^0}{sin.\,70^0}\right)^2 + 1{,}35^2\right]}\right)}$$

$$= \sqrt{\left(\frac{312{,}5}{1{,}8152 + 0{,}075\,.\,2{,}9208}\right)} = \sqrt{\left(\frac{312{,}5}{2{,}03426}\right)} = 12{,}394 \text{ Fuß.}$$

Nun folgt die äußere Radgeschwindigkeit:

$$8)\ v = \nu v_1 = 1{,}35\,.\,12{,}394 = 16{,}732 \text{ Fuß,}$$

und die Geschwindigkeit des Wassers beim Austritt aus dem Leitschaufelapparate:

$$9)\ c = \frac{v_1\, sin.\beta}{sin.(\beta-\alpha)} = \frac{12{,}394\, sin.\,80^0}{sin.\,70^0} = 12{,}989 \text{ Fuß,}$$

ferner die relative Geschwindigkeit des eintretenden Wassers:

$$10)\ c_1 = \frac{c\, sin.\alpha}{sin.\beta} = \frac{v_1\, sin.\alpha}{sin.(\beta-\alpha)} = 6{,}595 \text{ Fuß,}$$

und die relative Austrittsgeschwindigkeit:

$$c_2 = v = 16{,}732 \text{ Fuß,}$$

endlich die absolute Austrittsgeschwindigkeit:

$$11)\ w = 2\, v\, sin.\frac{\delta}{2} = 2\,.\,16{,}732\,.\,sin.\,8^0\,21' = 4{,}860 \text{ Fuß.}$$

Die Umdrehungszahl des Rades pr. Minute ist

$$12)\ u = 9{,}55 \cdot \frac{v}{r} = 9{,}55 \cdot \frac{16{,}732}{2{,}45} = 65{,}22.$$

Nun folgen die Querschnitte der Ausmündungen:

$$13)\ F = \frac{Q}{c} = \frac{30}{12{,}989} = 2{,}3096 \text{ Quadratfuß, und}$$

$$14)\ F_2 = \frac{Q}{c_2} = \frac{Q}{v} = \frac{30}{16{,}732} = 1{,}7930 \text{ Quadratfuß.}$$

Nimmt man ferner das Dimensionsverhältniß der Ausflußmündungen des Rades, $\lambda = 4$, und die Stärke einer Radschaufel, $s = 3$ Linien $= 0{,}02$ Fuß, so erhält man die Radweite:

$$15)\ e = \frac{F_2}{2\pi r\, sin.\delta}\left(1 + 2\pi r\, sin.\delta \cdot \frac{\lambda s}{F_2}\right)$$

$$= \frac{1{,}793}{2\pi\,.\,2{,}45\, sin.\,16^0\,42'}\left(1 + \frac{2\pi\,.\,2{,}45\, sin.\,16^0\,42'\,.\,4\,.\,0{,}02}{1{,}793}\right)$$

$$= \frac{1{,}793}{4{,}424}\left(1 + \frac{4{,}424\,.\,0{,}08}{1{,}793}\right) = 0{,}4053\,(1 + 0{,}1974)$$

$$= 0{,}485 \text{ Fuß} = 5{,}82 \text{ Zoll,}$$

ferner die Weite der Ausmündungen:

$$16)\ d = \frac{e}{\lambda} = \frac{0{,}485}{4} = 0{,}12125 \text{ Fuß} = 1{,}45 \text{ Zoll,}$$

folglich die Anzahl der Radschaufeln:

$$17)\ n = \frac{\lambda F'_2}{e^2} = \frac{1,793 \,.\, 4}{0,485^2} = 30,$$

wofür 32 zu nehmen sein möchte; und endlich die Anzahl der Leitschaufeln, wenn man denselben ebenfalls 3 Linien Stärke giebt,

$$18)\ n_1 = \frac{n\, s\, sin.\, \alpha}{\nu\, s_1\, sin.\, \delta} = \frac{32 \,.\, sin.\, 30^0}{1,35\, sin.\, 16^0\, 42'} = 40.$$

In der Regel macht man jedoch die Anzahl der Leitschaufeln nie größer als die der Radschaufeln. Der Theilwinkel des Rades ist bei 32 Schaufeln:

$$19)\ \varphi = \frac{360^0}{32} = 11\tfrac{1}{4}\ \text{Grad};$$

hiernach die halbe theoretische Mündungsweite (ohne Rücksicht auf die Schaufeldicke s):

$$20)\ \frac{d_1}{2} = r\, sin.\, \delta\, tang.\, \frac{\varphi}{2} = 2,45 \,.\, 0,28752\, tang.\, 5^0\, 37\tfrac{1}{2}'$$

$$= 0,06938\ \text{Fuß} = 0,8325\ \text{Zoll},$$

folglich die ganze Mündungsweite, ohne Rücksicht auf die Blechstärke:

$$21)\ d_1 = 0,13876\ \text{Fuß} = 1,6651\ \text{Zoll}.$$

Der Krümmungshalbmesser des äußeren Radschaufelstückes ist:

$$22)\ a = r\, cos.\, \delta = 2,45\, cos.\, 16^0\, 42' = 2,347\ \text{Fuß}.$$

Ferner ist der Halbmesser des inneren Bogens einer Radschaufel:

$$23)\ a_1 = \frac{r^2 - r_1^2 - r\, d_1\, cos.\, \delta + \tfrac{1}{4}\, d_1^2}{2\,(r\, cos.\, \delta + r_1\, cos.\, \beta) - d_1}$$

$$= \frac{2,45^2 - 1,80^2 - 2,45 \,.\, 0,13876\, cos.\, 16^0\, 42' + \tfrac{1}{4} \,.\, 0,13876^2}{2\,(2,45 \,.\, cos.\, 16^0\, 42' + 1,80\, cos.\, 100^0) - 0,13876}$$

$$= \frac{2,7673 - 0,3256}{2 \,.\, 2,0341 - 0,13876} = \frac{2,4417}{3,9294} = 0,6214\ \text{Fuß}.$$

Für die Centriwinkel dieses Bogens hat man

$$\varphi_1 = 180^0 - \beta - \delta + \sigma - \tau,$$

wo $\sigma = \angle\, ACK$ und $\tau = \angle\, MCK$ durch folgende Formeln zu bestimmen sind:

$$tang.\, \sigma = \frac{a_1\, sin.\, \beta}{r_1 + a_1\, cos.\, \beta}\ \ \text{und}\ \ tang.\, \tau = \frac{\left(a_1 + \frac{d_1}{2}\right) sin.\, \delta}{r - \left(a_1 + \frac{d_1}{2}\right) cos.\, \delta}.$$

Es ist

$$tang.\, \sigma = \frac{0,6214\, sin.\, 80^0}{1,80 - 0,6214\, cos.\, 80^0},$$

hiernach $\sigma = 19^0\, 53'$, und

$$tang.\, \tau = \frac{0,6908\, sin.\, 16^0\, 42'}{2,45 - 0,6908\, cos.\, 16^0\, 42'},$$

hiernach $\tau = 6^0\, 20'$, daher der Centriwinkel des inneren Bogenstückes der Radschaufeln:

$$24)\ \varphi_1 = 180^0 - 100^0 - 16^0 42' + 19^0\, 53' - 6^0\, 20' = 76^0\, 51'.$$

Endlich ist noch der Halbmesser der Leitschaufeln:

$$25)\ a_2 = \frac{r_1}{2\, cos.\, \alpha} = \frac{1,8}{2\, cos.\, 30^0} = 1,0392\ \text{Fuß}.$$

Das Arbeitsvermögen der Wasserkraft beträgt:

$$L = Qh\gamma = 30 . 5 . 61{,}75 = 9262{,}5 \text{ Fußpfund.}$$

dagegen die Arbeit der Turbine:

$$L_1 = \left(1 - \frac{\zeta(c^2 + v^2) + w^2}{2gh}\right) Qh\gamma$$

$$= \left(1 - 0{,}016 \cdot \frac{0{,}075\ (12{,}989^2 + 16{,}732^2) + 4{,}860^2}{5}\right) . 9262{,}5$$

$$= [1 - 0{,}0032\ (0{,}075 . 448 + 23{,}62)] . 9262{,}5$$

$$= (1 - 0{,}1830) . 9262{,}5 = 0{,}817 . 9262{,}5 = 7567{,}5 \text{ Fußpfund.}$$

Wenn diese Turbine in freier Luft umgehen soll, hat man noch ein gewisses Freistellen nöthig, welches, da die halbe Radhöhe $e = 0{,}2425$ Fuß beträgt, recht gut auf $\frac{1}{2}$ Fuß zu schätzen ist, und daher einen Arbeitsverlust von $30 . 0{,}5 . 61{,}75 = 926{,}25$ Fußpfund verursacht. Um den Wasserverlust beurtheilen zu können, muß die Druckhöhe x hinter der Schütze bekannt sein. Es ist nach dem Obigen:

$$x = h - (1 + \zeta)\frac{c^2}{2g} = 5 - 1{,}075 . 0{,}016 . 12{,}989^2$$

$$= 5 - 2{,}9019 = 2{,}0981 \text{ Fuß,}$$

und daher die entsprechende Ausflußgeschwindigkeit:

$$w_1 = \sqrt{2gx} = 7{,}906\sqrt{2{,}0981} = 11{,}45 \text{ Fuß.}$$

Wäre nun der kreisförmige Spalt zwischen Rad und Schütze $1\frac{1}{2}$ Linie weit, also sein Querschnitt

$$G = 2\pi r . \tfrac{1}{288} = \frac{2 . 1{,}8 . \pi}{288} = \frac{\pi}{80} = 0{,}0393 \text{ Quadratfuß,}$$

so betrüge, bei einem Ausflußcoefficienten $\mu = 0{,}7$, die verloren gehende Wassermenge:

$$Q_1 = 0{,}7\, Gw_1 = 0{,}7 . 0{,}0393 . 11{,}45 = 0{,}315 \text{ Cubikfuß,}$$

und dieser entspräche ein Arbeitsverlust von

$$Qh\gamma = 0{,}315 . 5 . 61{,}75 = 97{,}25 \text{ Fußpfund.}$$

Endlich geht noch ein kleiner Theil der Arbeit durch die Zapfenreibung verloren. Wiegt das armirte Wasserrad 3000 Pfund, ist der Zapfenhalbmesser desselben, $r_2 = 1\frac{1}{2}$ Zoll $= \frac{1}{8}$ Fuß und der Reibungscoefficient $\varphi = 0{,}075$, so hat man die Arbeit der Zapfenreibung:

$$\varphi G \frac{r_2}{r} v = 0{,}075 . 3000 \cdot \frac{16{,}732}{8 . 2{,}45} = 192 \text{ Fußpfund.}$$

Bringen wir noch die letzten drei Arbeitsverluste, d. i.

$$926{,}25 + 97{,}25 + 192 = 1215{,}5 \text{ Fußpfund}$$

in Abzug, so bleibt uns die effective Radleistung:

$$L_1 = 7567{,}5 - 1215{,}5 = 6352 \text{ Fußpfund} = 12{,}45 \text{ Pferdekräfte,}$$

und es fällt der Wirkungsgrad nur $\eta = {}^{6352}/_{9262,5} = 0{,}686$ aus.

§. 265 **Turbinen ohne Leitschaufeln.** Die Dimensionsverhältnisse der Turbinen ohne Leitschaufeln sind nur zum Theil wie die der Leitschaufelturbinen auszuwählen und zu berechnen. Das Wasser tritt hier auf dem kürzesten Wege, nämlich radial aus dem Ausflußreservoir; es ist hier folglich

$\alpha = 90$ Grad. Der Winkel β wird hier größer, nämlich 140 bis 160° genommen, um einen möglichst kleinen negativen Druck (x) an der Uebergangsstelle zu erhalten und dadurch das Einsaugen von Luft oder Wasser durch den Spielraum so viel wie möglich zu vermeiden. Das Halbmesserverhältniß $v = \frac{r}{r_1}$ nimmt man hier nur 1,15 bis 1,30, weil außerdem, wegen des großen Werthes von β, die Radcanäle zu lang ausfallen würden. Um den Arbeitsverlust beim Eintritt des Wassers aus dem Reservoir in das Rad möglichst herabzuziehen, läßt man das Wasser nur mit 2 Fuß Geschwindigkeit zutreten, und macht deshalb den inneren Radhalbmesser

$$1)\ r_1 = \sqrt{\frac{Q}{2\pi}} = 0{,}4\sqrt{Q} \text{ Fuß,}$$

also den äußeren:

$$2)\ r = v r_1 = 0{,}4\, v\sqrt{Q} \text{ Fuß.}$$

Setzen wir ferner

$$1 - \zeta\left(\frac{r_1}{r}\right)^2 tang.\,\beta^2 = 1 - \zeta\,\frac{tang.\,\beta^2}{v^2} = \psi \text{ und}$$

$$\frac{\sqrt{1+\zeta_1}}{cos.\,\delta} = \chi,$$

wobei wir meist $\zeta = \zeta_1 = 0{,}075$ und δ annähernd 10 bis 20° annehmen können, so erhalten wir die vortheilhaftesten Umdrehungsgeschwindigkeiten des Rades:

$$3)\ v = \sqrt{\left(\frac{\chi - \sqrt{\chi^2 - \psi}}{\psi\sqrt{\chi^2 - \psi}}\right) g h} \text{ und}$$

$$4)\ v_1 = \frac{r_1}{r}\, v = \frac{v}{v},$$

wonach sich nun die Ausflußgeschwindigkeiten

$$5)\ c = -\, v_1\, tang.\,\beta \text{ und}$$

$$6)\ c_2 = \sqrt{\frac{2gh + \psi v^2}{1 + \zeta_1}}$$

berechnen lassen. Die Umdrehungszahl des Rades ist

$$7)\ u = \frac{30\, v}{\pi r} = 9{,}55\,\frac{v}{r}.$$

Nun folgen die Querschnitte der Ausmündungen

$$8)\ F = \frac{Q}{c} \text{ und}$$

$$9)\ F_2 = \frac{Q}{c_2},$$

daher ist die Radhöhe

$$10)\quad e = \frac{F}{2\pi r_1}.$$

Bezeichnet ferner $\lambda = \frac{e}{d}$ d. i. das Dimensionsverhältniß der Ausmündungen, so hat man, da $n d e = F_2$ ist, $n e^2 = \lambda F_2$, und daher die nöthige Anzahl der Radschaufeln:

$$11)\quad n = \frac{\lambda F_2}{e^2},$$

und endlich, da $(2\pi r \sin. \delta - n s) e = F_2$ ist, wenn s die Schaufelstärke bezeichnet, für den nöthigen Austrittswinkel:

$$12)\quad \sin. \delta = \frac{F_2 + n s e}{2\pi r e} = \frac{(e + \lambda s) F_2}{2\pi r e^2}.$$

Fällt δ zu groß, viel über 15 Grad aus, so muß man entweder β oder ν größer annehmen.

Beispiel. Es ist für ein Gefälle von 5 Fuß und für einen Aufschlag von 30 Cubikfuß pr. Secunde die Anordnung und Berechnung einer Cadiat'schen Turbine zu vollziehen (vergl. das letzte Beispiel). Nehmen wir $\beta = 150^0$ und $\nu = 1{,}2$ an, so erhalten wir den Radhalbmesser:

1) $r_1 = 0{,}4 \sqrt{Q} = 0{,}4 \sqrt{30} = 2{,}19$, oder sicherer 2,25 Fuß, und

2) $r = \nu r_1 = 1{,}2 \,.\, 2{,}25 = 2{,}70$ Fuß.

Setzen wir $\zeta = \zeta_1 = 0{,}075$ und nehmen wir einstweilen $\delta = 15$ Grad an, so ist:

$$\psi = 1 - \zeta \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 tang. \beta^2 = 1 - 0{,}075 \frac{(tang. 30)^2}{1{,}44} = 0{,}9826$$

und

$$\chi = \frac{\sqrt{1 + \zeta_1}}{cos. \delta} = \frac{\sqrt{1{,}075}}{cos. 15^0} = 1{,}0734,$$

daher folgen die Radgeschwindigkeiten:

$$3)\quad v = \sqrt{\frac{\chi - \sqrt{\chi^2 - \psi}}{\psi \sqrt{\chi^2 - \psi}} \cdot g h} = \sqrt{\frac{1{,}0734 - 0{,}4118}{0{,}9826 \,.\, 0{,}4118} \cdot 31{,}25 \,.\, 5}$$

$$= \sqrt{\frac{0{,}6616 \,.\, 156{,}25}{0{,}9826 \,.\, 0{,}4118}} = 15{,}985 \text{ Fuß, und}$$

$$4)\quad v_1 = \frac{v}{\nu} = \frac{15{,}985}{1{,}2} = 13{,}321 \text{ Fuß,}$$

dagegen die Ausflußgeschwindigkeiten:

$$5)\quad c = - v_1 \, tang. \beta = 13{,}321 \, tang. 30^0 = 7{,}692 \text{ Fuß und}$$

$$6)\quad c_2 = \sqrt{\frac{2 g h + \psi v^2}{1 + \zeta_1}} = \sqrt{\frac{312{,}5 + 251{,}1}{1{,}075}} = 22{,}897 \text{ Fuß.}$$

Die Umdrehungszahl des Rades ist

$$7)\quad u = 9{,}55 \cdot \frac{v}{r} = 9{,}55 \cdot \frac{15{,}985}{2{,}70} = 56{,}54.$$

Hieraus ergeben sich die Querschnitte der Ausmündungen:

8) $F = \frac{Q}{c} = \frac{30}{7,692} = 3,900$ Quadratfuß, und

9) $F_2 = \frac{Q}{c_2} = \frac{30}{22,897} = 1,3102$ Quadratfuß,

und es ist nun die erforderliche Radweite:

10) $e = \frac{F}{2\pi r_1} = \frac{3,900}{2\pi . 2,25} = 0,2759$ Fuß;

nimmt man ferner das Dimensionsverhältniß $\lambda = 2$ an, so erhält man die Anzahl der Schaufeln:

11) $n = \frac{\lambda F_2}{e^2} = \frac{2 . 1,3102}{0,2759^2} = 34,$

wofür 32 genommen werden soll, und, wenn man die Schaufelstärke = 0,015 Fuß voraussetzt,

$$sin. \delta = \frac{F_2 + nse}{2\pi r e} = \frac{1,3102 + 32 . 0,015 . 0,2759}{2\pi . 2,7 . 0,2759} = \frac{1,3102 + 0,132}{5,4 . 0,2759\,\pi}$$
$$= \frac{1,442}{4,681} = 0,3081,$$

daher ist der Austrittswinkel;

12) $\delta = 17^0 56'$.

Der Wirkungsgrad dieses Rades ist, ohne Rücksicht auf Wasserverlust, Zapfenreibung u. dergl.:

$$\eta = (v\sqrt{2gh + \psi v^2} - \varphi v^2)\frac{Q\gamma}{\chi g Q h \gamma} = \frac{\chi - \sqrt{\chi^2 - \psi}}{\chi \psi}$$
$$= \frac{0,6616}{0,9826 . 1,0734} = 0,627.$$

(Vergl. das Beispiel im vorigen Paragraphen.)

Schottische Turbinen. Die schottische Turbine oder das Reactionsrad mit getrennten Radcanälen (Schwungröhren) ist insofern etwas anders als die Cadiat'sche Turbine zu behandeln, als hier das Wasser wegen der großen Breite der Canäle entweder ganz oder wenigstens größtentheils mit Stoß in das Rad tritt, und insofern auch hier eine viel größere Auswahl in der Form und Größe der Radcanäle möglich ist, als bei den Rädern mit aneinander anliegenden Radcanälen. Namentlich kann man hier den Austrittswinkel δ viel kleiner machen, als bei den letzten Rädern. Wegen der beliebig kleinen Anzahl ihrer Canäle eignen sich die schottischen Turbinen vorzüglich zur Aufnahme einer Wasserkraft mit wenig Wasser und viel Gefälle. §. 266

Die Weite der Einfallsröhre oder des Ausflußreservoirs bestimmt sich zunächst, wenn man höchstens eine Zuflußgeschwindigkeit von 6 Fuß zuläßt, durch die Formel:

$$r_1 = \frac{Q}{\sqrt{6\pi}} = 0,23\sqrt{Q}.$$

Den äußeren Halbmesser r macht man zwei-, drei- bis viermal so groß als r_1, je nachdem die Anzahl der Schwungröhren vier, drei oder zwei ist. Die Geschwindigkeiten v, v_1 und c, folglich auch die Querschnitte F_1 und F_2 sind wie bei den Turbinen ohne Leitschaufeln (s. vorigen Paragraph) überhaupt zu bestimmen. Zuletzt folgt die Radhöhe:

$$e = \frac{F}{2 \pi r_1},$$

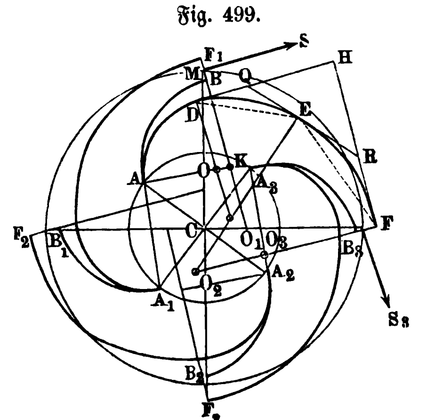
und die äußere Weite der Radcanäle:

$$d = \frac{F_2}{ne}.$$

Jedenfalls ist aber bei der Bestimmung der Geschwindigkeit v der Widerstandscoefficient ζ beim Eintritt größer als 0,075 zu nehmen, da ein schwacher Stoß bei den in so sehr verschiedenen Richtungen in das Rad eintretenden Strahlen nicht zu vermeiden ist; wir können vielleicht, ohne einen beträchtlichen Fehler befürchten zu müssen, $\zeta = 0,10$ setzen. Da auch die Schwungröhren sehr lang ausfallen, so müßte auch ζ_1 viel größer als bei den Radturbinen ausfallen, wenn nicht dieses ungünstige Verhältniß durch die größere Weite dieser Röhren etwas wieder ausgeglichen würde, jedoch möchte ζ_1 mindestens $= 0,075$ anzunehmen sein.

Die Schwungröhrenaxe $ADEFK$, Fig. 499, krümmt man in der Regel nach einer archimedischen Spirallinie, doch kann man sie auch aus zwei oder drei Kreisbögen wie AD, DE, EF zusammensetzen. Zu diesem Zwecke theilt man den Umfang des Rades in so viel gleiche Theile, als das Rad Schwungröhren erhalten soll, hier z. B. in vier, und zieht nun aus jedem der Theilpunkte eine Gerade, wie z. B. MS, welche um den Winkel δ von der entsprechenden Tangente oder um $SMC = 90^0 + \delta^0$ vom entsprechenden Halbmesser CM abweicht. Ferner trage man rechtwinkelig auf MS von M aus zu beiden Seiten die halbe Mündungsweite $\frac{1}{2} d_1 = MB = MF_1$ auf und beschreibe, nach der in §. 264 gegebenen Regel, aus einem Mittelpunkte K in der Verlängerung von $F_1 B$ durch B einen Kreisbogen AB, welcher den inneren Radumfang in einem Punkte A unter dem gegebenen Winkel β schneidet und in B

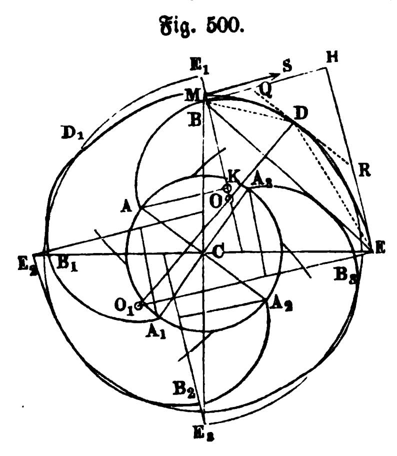
Fig. 499.



parallel zu MS ausläuft. Nach diesem Kreise läßt sich die innere Röhrenwand formen; die äußere Röhrenwand ist aus drei Bögen AD, DE und EF zusammengesetzt, welche sich in D und E tangential an einander anschließen. Der innere Bogen AD hat den kleinsten Halbmesser $OA = OD$, und schneidet, wie AB, den inneren Radumfang unter dem gegebenen Winkel β, der äußere Bogen EF hat den größten Halbmesser $O_2E = O_2F$ und läuft in F, sowie A_3B_3 in B_3 parallel mit der Axe des durch B_3F ausfließenden Wasserstrahles. Durch Constructionen des Bogens $A_3B_3 = AB$ wird die eine in AA_3 ein- und B_3F ausmündende Schwungröhre vollständig bestimmt, und es ist auch leicht zu ermessen, wie durch Wiederholung der angegebenen Constructionen die übrigen Schwungröhren zu zeichnen sind.

Es ist übrigens auch bei einer sehr kleinen Anzahl von Radcanälen nicht nöthig, getrennte Röhren anzuwenden; man kann auch hier, wie sich aus Fig. 500 ersehen läßt, die Radcanäle ohne Zwischenräume an einander anschließen. In diesem Falle ist der Bogen AB Scheidewand zwischen je zwei Radcanälen, und es schließt sich das äußere Schaufelstück BDE in B tangential an AB an. Die Mittelpunkte O und O_1 der Bögen BD und DE lassen sich einfach auf folgende Weise finden. Man verbinde die gegebenen Endpunkte B und E durch eine gerade Linie mit einander, und ziehe durch diese Punkte die von den Halbmessern CB und CE um die Winkel $CBH = 90^0 + \delta$ $CEH = 90^0 - \delta$ abweichenden Linien BH und EH, welche mit BE ein Dreieck BEH bilden. Nun halbire man die Winkel EBH und BEH durch die Geraden BD und ED, ziehe durch D, QR parallel zu BE und DOO_1 rechtwinkelig auf BE, sowie BO rechtwinkelig auf BH und EO_1 rechtwinkelig auf EH; die Durchschnitte O und O_1 zwischen je zwei dieser Perpendikel sind die gesuchten Mittelpunkte der Bögen BD und DE.

Fig. 500.



Die Richtigkeit dieses Verfahrens leuchtet sogleich ein, wenn man erwägt, daß durch die Theilung der Winkel EBH und BEH, und durch das Legen der Parallelen QR die Winkel OBD und ODB, und also auch die Geraden OB und OD einander gleich gemacht, und daß ebenso Gleichheit

zwischen den Winkeln O_1DE und O_1ED, und also auch zwischen den Linien O_1D und O_1E hergestellt worden ist.

Beispiel. Es ist für eine Wasserkraft von 150 Fuß Gefälle und $1\frac{1}{2}$ Cubikfuß Aufschlag pr. Secunde die Anordnung und Berechnung einer schottischen Turbine auszuführen. Zuerst ist der innere Radhalbmesser:

$$r_1 = 0{,}23\sqrt{Q} = 0{,}23\sqrt{1{,}5} = 0{,}282 \text{ Fuß};$$

nehmen wir indessen denselben $= 0{,}3$ Fuß und die Weite der Einfallröhre $= 0{,}75$ Fuß an; bringen wir ferner nur zwei Schwungröhren in Anwendung und machen wir deshalb den äußeren Radhalbmesser $r = 4r_1 = 1{,}2$ Fuß; nehmen wir noch $\beta = 150^0$ und $\delta = 10^0$ an, und setzen wir $\zeta_1 = \zeta = 0{,}100$, so erhalten wir:

$$\psi = 1 - 0{,}1\left(\frac{r_1}{r}\right)^2 tang.\beta^2 = 1 - 0{,}1\,.\,{}^1\!/_{16}\,(tang.\,30^0)^2$$

$$= 1 - 0{,}0021 = 0{,}9979, \text{ und}$$

$$\chi = \frac{\sqrt{1+\zeta_1}}{cos.\,\delta} = \frac{\sqrt{1{,}1}}{cos.\,10^0} = 1{,}0650.$$

Von dem Gefälle $h = 150$ Fuß verbraucht die Reibung des Wassers in der 0,75 Fuß weiten und vielleicht 200 Fuß langen Einfallröhre nach Band I, §. 427 bis 429, den Theil

$$h_2 = 0{,}0213\,.\,0{,}016\,.\left(\frac{4}{\pi}\right)^2\cdot\frac{l\,Q^2}{d^5} = 0{,}0003408\left(\frac{4}{\pi}\right)^2\cdot\frac{200\,.\,1{,}5^2}{(0{,}75)^5}$$

$$= 0{,}0003408\,.\,1{,}621\cdot\frac{200\,.\,256}{27} = 0{,}03408\,.\,1{,}621\cdot\frac{512}{27} = 1{,}05 \text{ Fuß},$$

daher dürfen wir auch nur das Gefälle

$$h_1 = h - h_2 = 150 - 1{,}05 = 148{,}95 \text{ Fuß}$$

in Rechnung bringen. Für die vortheilhafteste Geschwindigkeit v ist

$$\frac{v^2}{2gh} = \frac{\chi - \sqrt{\chi^2-\psi}}{2\psi\sqrt{\chi^2-\psi}} = \frac{1{,}065 - \sqrt{1{,}1342 - 0{,}9979}}{1{,}9958\sqrt{1{,}1342 - 0{,}9979}} = \frac{1{,}065 - \sqrt{0{,}1363}}{1{,}9958\,.\,0{,}3692}$$

$$= \frac{0{,}6958}{0{,}7369} = 0{,}9443,$$

und daher diese Geschwindigkeit selbst:

$$v = \sqrt{0{,}9443}\,.\,\sqrt{2gh} = 0{,}9718\,.\,7{,}906\sqrt{150} = 94{,}10 \text{ Fuß},$$

und es folgen nun die übrigen Geschwindigkeiten:

$$v_1 = \frac{r_1}{r}v = \frac{v}{4} = 23{,}525 \text{ Fuß},$$

$$c = -v_1\,tang.\,\beta = 23{,}525\,tang.\,30^0 = 13{,}58 \text{ Fuß, sowie}$$

$$c_2 = \sqrt{\frac{2gh + \psi v^2}{1+\zeta_1}} = \sqrt{\frac{9309 + 8836}{1{,}1}} = \sqrt{\frac{18145}{1{,}1}} = 128{,}43 \text{ Fuß}.$$

Hiernach sind die nöthigen Mündungsquerschnitte:

$$F = \frac{Q}{c} = \frac{1{,}5}{13{,}58} = 0{,}11041 \text{ Quadratfuß und}$$

$$F_2 = \frac{Q}{c_2} = \frac{1{,}5}{128{,}43} = 0{,}01168 \text{ Quadratfuß}.$$

Ferner ist die entsprechende Radweite oder Mündungshöhe:

$$e = \frac{F}{2\pi r_1} = \frac{0,11044}{0,6 \cdot \pi} = 0,05859 \text{ Fuß} = 0,703 \text{ Zoll},$$

und die Mündungsweite, da die Anzahl der Mündungen $n = 2$ ist,

$$d = \frac{F_2}{n e} = \frac{0,01168}{2 \cdot 0,05859} = 0,09967 \text{ Fuß} = 1,196 \text{ Zoll}.$$

Das Dimensionsverhältniß $\frac{e}{d}$ ist hiernach nur $\frac{0,05859}{0,09967} = 0,5879$; um dasselbe größer zu machen, müßte man drei oder mehr Schwungröhren in Anwendung bringen.

Der Wirkungsgrad dieses Rades ist ohne Rücksicht auf die Reibungen am Zapfen und in den Einfallröhren:

$$\eta = \frac{\chi - \sqrt{\chi^2 - \psi}}{\psi \chi} = \frac{0,6958}{0,9979 \cdot 1,0650} = 0,6547.$$

Reactionsräder mit radial einmündenden Schwungröhren. §. 267 Bei den Reactionsrädern, wo die Axen der Schwungröhren radial an das Reservoir anstoßen, erleidet das Wasser mit seinem Eintritte in das Rad einen Stoß und einen entsprechenden Arbeitsverlust, und sind diese Röhren auch nicht einmal gekrümmt, sondern tritt das Wasser durch Seitenmündungen aus den Schwungröhren, so findet auch ein Stoß des Wassers gegen die Endflächen der Schwungröhren statt, der einen zweiten Arbeitsverlust zur Folge hat. Da indessen jetzt in der Regel Räder mit gekrümmten Schwungröhren angewendet werden, so wollen wir in Folgendem nur den Verlust beim stoßweisen Eintritte in das Rad in Betracht ziehen. Die Ausflußgeschwindigkeit ist hier bestimmt durch die Formel

$$(1 + \zeta_1)\, c_2^2 = 2gx + c^2 + v^2 - v_1^2,$$

oder, da $2gx + c^2 = 2gh - \zeta c^2$ ist, durch

$$(1 + \zeta_1)\, c_2^2 = 2gh + v^2\left[1 - \left(\frac{r_1}{r}\right)^2\right] - \zeta c^2;$$

und es folgt hiernach

$$c_2 = \sqrt{\frac{2gh - \zeta c^2 + \left[1 - \left(\frac{r_1}{r}\right)^2\right] v^2}{1 + \zeta_1}}.$$

Die dem Arbeitsverluste des Rades entsprechende Geschwindigkeitshöhe ist, da das Wasser beim Eintritte in das Rad plötzlich noch die Tangentialgeschwindigkeit v_1 annehmen muß,

$$y = (c_2^2 + v^2 - 2 c_2 v \cos.\delta + v_1^2 + \zeta_1 c_2^2 + \zeta c^2) \cdot \frac{1}{2g}$$

$$= \left((1 + \zeta_1) c_2^2 + \zeta c^2 + v^2 \left[1 + \left(\frac{r_1}{r}\right)^2\right] - 2 v c_2 \cos.\delta\right) \cdot \frac{1}{2g}$$

$$= \left(gh + v^2 - v \cos.\delta \sqrt{\frac{2gh - \zeta c^2 + \left[1 - \left(\frac{r_1}{r}\right)^2\right] v^2}{1 + \zeta_1}}\right) \cdot \frac{1}{g},$$

und sonach folgt die effective Radleistung

$$L = \left(v \cos.\delta \sqrt{\frac{2gh - \zeta c^2 + \left[1 - \left(\frac{r_1}{r}\right)^2\right] v^2}{1 + \zeta_1}} - v^2\right) \frac{Q\gamma}{g}$$

$$= (v \sqrt{2gh - \zeta c^2 + \psi v^2} - \chi v^2) \frac{Q\gamma}{\chi g},$$

wenn $1 - \left(\frac{r_1}{r}\right)^3$ durch ψ und $\frac{\sqrt{1 + \zeta_1}}{\cos.\delta}$ durch χ bezeichnet wird.

Meist ist ζ so klein, daß man

$$L = (v \sqrt{2gh + \psi v^2} - \chi v^2) \frac{Q\gamma}{\chi g}$$

und folglich die vortheilhafteste Geschwindigkeit, wie oben §. 256,

$$v = \sqrt{\frac{\chi - \sqrt{\chi^2 - \psi}}{\psi \sqrt{\chi^2 - \psi}} \cdot gh}$$

setzen kann.

Läßt man auch noch ζ_1 außer Acht und nimmt $\delta = 0$ Grad an, so erhält man $\chi = 1$, und daher die vortheilhafteste Radgeschwindigkeit:

$$v = \sqrt{\frac{1 - \sqrt{1 - \psi}}{\psi \sqrt{1 - \psi}} \cdot gh} = \sqrt{\frac{1 - \frac{r_1}{r}}{\left[1 - \left(\frac{r_1}{r}\right)^2\right] \frac{r_1}{r}} gh}$$

$$= \sqrt{\frac{gh}{\left(1 + \frac{r_1}{r}\right) \frac{r_1}{r}}}.$$

Der Wirkungsgrad ist im letzteren Falle:

$$\eta = \frac{\chi - \sqrt{\chi^2 - \psi}}{\psi \chi} = \frac{1 - \frac{r_1}{r}}{1 - \left(\frac{r_1}{r}\right)^2} = \frac{1}{1 + \frac{r_1}{r}} = \frac{r}{r + r_1},$$

also um so größer, je länger die Schwungröhren in Beziehung auf die Weite des Zuflußreservoirs sind:

Aus v bestimmt sich $v_1 = \frac{r_1}{r} v$, sowie

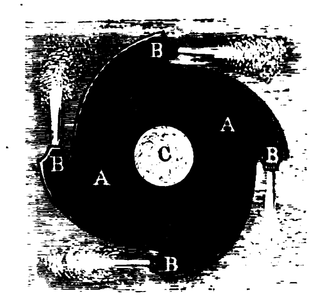
$$c_2 = \sqrt{\frac{2gh - \zeta c^2 + \psi v^2}{1 + \zeta_1}}, \text{ und } F_2 = \frac{Q}{c_2}.$$

Um den Widerstand beim Eintritte möglichst klein zu erhalten, macht man $\frac{F_2}{F}$ klein, also F groß; am besten aber so groß, daß die Geschwindigkeit c beim Eintritte in den beweglichen Radkörper nicht größer ausfällt, als die des zufließenden Wassers; und um dies zu erreichen, macht man den ringförmigen Querschnitt der Eintrittsmündung gleich dem Querschnitte des Zuleitungsrohres, d. i. $2 \pi r_1 e = \pi r_1^2$, also die Radhöhe $e =$ dem halben Halbmesser des Reservoirs. Endlich ergiebt sich hieraus noch die Weite der Ausmündungen des Rades:

$$d = \frac{F_2}{ne}.$$

Wenn man, wie in Fig. 501, statt der getrennten Schwungröhren einen einzigen Schwungring AA anbringt, und das Wasser durch gut abgerundete conoidische Mundstücke $B, B \ldots$ ausfließen läßt, so fallen die hydraulischen Hindernisse im Rade sehr klein aus, da die Bewegung des Wassers in dem Rade, namentlich, wenn man dieses hoch macht, sehr klein ist, und es bleibt dann vorzüglich nur der in diesem Paragraphen in Betracht gezogene Arbeitsverlust beim Uebertritt des Wassers aus der Kernröhre C in das Rad übrig. Der Wirkungsgrad eines solchen höchst einfachen Rades kann sicherlich auch auf $^2/_3$ gesteigert werden.

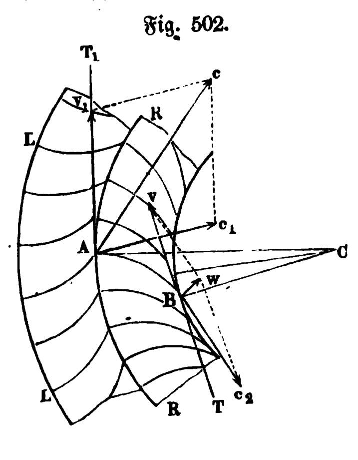
Fig. 501.



Turbinen mit äusserer Beaufschlagung. Die Reactionsturbinen (von Francis) mit äußerer Beaufschlagung s. Fig. 489 und Fig. 490, Seite 580 und 581, sind im Wesentlichen genau so zu beurtheilen wie die Reactionsturbinen (von Fourneyron) mit innerer Beaufschlagung. Es findet zwischen diesen Turbinen dasselbe Verhältniß statt, wie zwischen den Tangentialrädern mit innerer und äußerer Beaufschlagung, s. §. 235 und §. 236. Wenn wir, wie dort, den Halbmesser desjenigen Radumfanges, wo das Wasser eintritt, durch r_1, und denjenigen, wo dasselbe aus dem Rade §. 268

austritt, durch r, sowie, diesem entsprechend, die Umdrehungsgeschwindigkeit des ersteren durch v_1 und die des letzteren durch v bezeichnen, so sind die für die Turbinen mit innerer Beaufschlagung entwickelten Formeln und Regeln auch auf die mit äußerer Beaufschlagung ohne Weiteres anwendbar. Wird bei einer Turbine mit äußerer Beaufschlagung das Wasser durch den Leitschaufelapparat LL, Fig. 502, dem Rade RR mit der Geschwindigkeit c so zugeführt, daß die Richtung desselben um den Winkel $\overline{cAv_1} = \alpha$ von dem mit der Geschwindigkeit v_1 umlaufenden Radumfang abweicht, so ist (vergl. §. 250) für die relative Eintrittsgeschwindigkeit c_1,

Fig. 502.



$$c_1^2 = c^2 + v_1^2 - 2\,c\,v_1 \cos.\alpha,$$

und ist δ der Winkel TBc_2, unter welchem sich die Radschaufeln an den inneren Radumfang anschließen, so hat man für die relative Austrittsgeschwindigkeit $\overline{Bc_2} = c_2$, da bei der Bewegung von A nach B, durch die Centrifugalkraft das Arbeitsvermögen $\left(\frac{v_1^2 - v^2}{2g}\right) Q\gamma$ verloren geht,

$$(1 + \zeta_1)\,\frac{c_2^2}{2g} = x - h_2 + \frac{c_1^2}{2g} - \frac{v_1^2 - v^2}{2g}$$

$$= x - h_2 + \frac{c^2}{2g} + \frac{v^2}{2g} - \frac{2\,c\,v_1 \cos.\alpha}{2g},$$

oder, wenn man

$$(1 + \zeta)\,\frac{c^2}{2g} = h_1 - x,$$

und $h_1 + h_2 = h$ einführt,

$$(1 + \zeta_1)\,c_2^2 = 2gh + v^2 - 2\,c\,v_1 \cos.\alpha - \zeta c^2,$$

genau wie für die Turbinen mit innerer Beaufschlagung. Die im Obigen gefundene innere Radgeschwindigkeit ist natürlich hier bei den Turbinen mit äußerer Beaufschlagung die äußere Radgeschwindigkeit, nämlich

$$v_1 = \sqrt{\frac{2gh}{\frac{2 \sin.\beta \cos.\alpha}{\sin.(\beta - \alpha)} + \zeta\left(\frac{\sin.\beta}{\sin.(\beta - \alpha)}\right)^2 + \zeta_1\left(\frac{r}{r_1}\right)^2}}.$$

Da nun hier $\frac{r}{r_1}$ ein echter, bei der Turbine mit innerer Beaufschlagung aber ein unechter Bruch ist, so folgt, daß unter übrigens gleichen Umständen und Verhältnissen, die vortheilhafteste äußere Radgeschwindigkeit bei Turbinen

mit äußerer Beaufschlagung ein wenig größer ausfällt als die innere Radgeschwindigkeit bei Turbinen mit innerer Beaufschlagung. Jedenfalls ist aber die Geschwindigkeitsdifferenz klein genug, daß wir näherungsweise annehmen dürfen, diese Geschwindigkeiten sind einander gleich. Nun verhalten sich aber bei gleichen Geschwindigkeiten die Umdrehungszahlen umgekehrt wie die entsprechenden Halbmesser r und r_1; ist folglich u die Umdrehungszahl einer Turbine mit innerer sowie u_1 die einer solchen mit äußerer Beaufschlagung, und ν das Verhältniß des äußeren Radhalbmessers zum inneren, so hat man

$$\frac{u_1}{u} = \frac{1}{\nu}, \text{ daher } u_1 = \frac{u}{\nu}.$$

Es macht also bei den gemachten Voraussetzungen eine Turbine mit äußerer Beaufschlagung weniger Umdrehungen als eine solche mit innerer Beaufschlagung. Da auch dem Vorstehenden zufolge, $c_2 = v$ bei den ersteren Turbinen kleiner ist als bei den letzteren, so fallen auch die hydraulischen Widerstände bei jenen kleiner aus als bei diesen. Dieser Vorzug wird aber dadurch wieder aufgehoben, daß, wie die Formel

$$sin.\,\delta = \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{sin.\,\alpha\; sin.\,\beta}{sin.\,(\beta - \alpha)}$$

nachweist, die Turbinen mit äußerer Beaufschlagung einen größeren Austrittswinkel erfordern als die mit innerer Beaufschlagung, und folglich auch in der lebendigen Kraft des abfließenden Wassers mehr Arbeitsvermögen verlieren als die letzteren, wie auch aus der Formel für den Wirkungsgrad η, §. 260 zu ersehen ist.

Beispiel. Es sei für ein Gefälle $h = 5$ Fuß und für $Q = 30$ Cubikfuß (vergl. Beispiel §. 264) die Reactionsturbine mit äußerer Beaufschlagung anzuordnen und zu berechnen. Wollten wir, wie in dem angeführten Beispiele $\alpha = 30^0$, $\beta = 100^0$ und $\nu = \frac{r}{r_1} = \frac{1}{1,35}$ in Anwendung bringen, so würden wir für δ den übermäßigen Werth von $72^3/_4$ Grad erhalten. Machen wir hier deshalb

1) $\alpha = 20^0$,

2) $\beta = 60^0$,

und

3) $\nu = {}^4/_5 = 0,8$,

so erhalten wir:

$$sin.\,\delta = \frac{sin.\,\alpha\; sin.\,\beta}{\nu^2 sin.\,(\beta - \alpha)} = \frac{sin.\,20^0\, sin.\,60^0}{0,64\, sin.\,40^0} = 0,7200,$$

und hiernach

4) $\delta = 46^0\,3'$.

Nehmen wir nun den äußeren Radhalbmesser

5) $r_1 = 2,45$ Fuß

an, so ist der erforderliche innere Radhalbmesser:

6) $r = \nu \,.\, r_1 = 0,8 \,.\, 2,45 = 1,96$ Fuß.

Ohne Rücksicht auf Nebenhindernisse wäre die erforderliche äußere Radgeschwindigkeit

$$v_1 = \sqrt{gh\,(1 - tang.\, \alpha\; cotang.\, \beta)} = \sqrt{31,25\;\; 5\,(1 - tang.\, 20^0\; cotang.\, 60^0)}$$
$$= \sqrt{156,25\,.\,0,78986} = 11,11 \text{ Fuß},$$

mit Rücksicht auf diese Hindernisse folgt dagegen, wenn man die Widerstandscoefficienten $\zeta = \zeta_1 = 0,075$ setzt,

$$v_1 = \sqrt{\frac{2\,g\,h}{\frac{2\, sin.\, \beta\; cos.\, \alpha}{sin.\,(\beta - \alpha)} + \zeta\left[\left(\frac{sin.\, \beta}{sin.\,(\beta - \alpha)}\right)^2 + \nu^2\right]}}$$
$$= \sqrt{\frac{312,5}{\frac{2\, sin.\, 60^0\; cos.\, 20^0}{sin.\, 40} + 0,075\left[\left(\frac{sin.\, 60}{sin.\, 40}\right)^2 + 0,64\right]}},$$

d. i.:

$$7)\quad v_1 = \sqrt{\frac{312,5}{2,5321 + 0,075\,.\,2,455}} = \sqrt{\frac{312,5}{2,7162}} = 10,726 \text{ Fuß}.$$

Die innere Radgeschwindigkeit ist nun

$$8)\quad v = \nu\,.\,v_1 = 0,8\,.\,10,726 = 8,581 \text{ Fuß}.$$

Die Geschwindigkeit des Wassers vor seinem Eintritt in das Rad ist:

$$9)\quad c = \frac{v_1\, sin.\, \beta}{sin.\,(\beta - \alpha)} = \frac{10,726\, sin.\, 60^0}{sin.\, 40^0} = 14,451 \text{ Fuß},$$

und die relative Geschwindigkeit des eintretenden Wassers:

$$10)\quad c_1 = \frac{v_1\, sin.\, \alpha}{sin.\,(\beta - \alpha)} = \frac{10,726\, sin.\, 20^0}{sin.\, 40} = 5,694 \text{ Fuß}.$$

Hieraus folgt die absolute Austrittsgeschwindigkeit

$$11)\quad w = 2\, v\, sin.\, \frac{\delta}{2} = 2\,.\,8,581\, sin.\, 23^0\, 1^1/_2{}' = 6,712 \text{ Fuß}.$$

Ferner die Umdrehungszahl des Rades pr. Minute:

$$12)\quad u = 9,55\,\frac{v_1}{r_1} = 9,55 \cdot \frac{10,726}{2,45} = 41,81.$$

Die Querschnitte der Ausmündungen sind:

$$13)\quad F = \frac{Q}{c} = \frac{30}{14,451} = 2,076 \text{ Quadratfuß}.$$

und

$$14)\quad F_2 = \frac{Q}{c_2} = \frac{Q}{v} = \frac{30}{8,581} = 3,496 \text{ Quadratfuß}.$$

Nimmt man das Dimensionsverhältniß $\lambda = \frac{e}{d} = 2$ und die Metallstärke einer Radschaufel, $s = 3$ Linien $= 0,02$ Fuß an, so erhält man, da

$$2\,\pi\, r\, sin.\, \delta = 2\,\pi\,.\,1,96\, sin.\, 46^0\, 3' = 8,866 \text{ ist},$$

die innere Radhöhe:

$$15)\quad e = \frac{F_2}{2\,\pi\, r\, sin.\, \delta} + \lambda s = \frac{3,496}{8,866} + 2\,.\,0,02 = 0,3943 + 0,04$$
$$= 0,4343 \text{ Fuß} = 5,212 \text{ Zoll};$$

ferner die Weite der Radcanäle bei der Ausmündung:

16) $d = \frac{e}{\lambda} = \frac{5,212}{2} = 2,606$ Zoll,

die Anzahl der Radschaufeln:

17) $n = \frac{\lambda F_2}{e^2} = \frac{2 \,.\, 3,496}{(0,4343)^2} = 37,$

und die der Leitschaufeln:

18) $n_1 = \frac{n \sin. \alpha}{\nu \sin. \delta} = \frac{37 \sin. 20^0}{0,8 \sin. 46^0\, 3'} = \frac{37 \,.\, 0,342}{0,8 \,.\, 0,720} = 22.$

Francis macht die Anzahl der Leitschaufeln gleich der der Radschaufeln, und zwar $n = n_1 = 40$.

Die Leistung dieser Turbine ist:

$$L_1 = \left(1 - \frac{\zeta\,(c^2 + v^2) + w^2}{2\,g\,h}\right) Q\,h\,\gamma$$

$$= \left(1 - \frac{0,016}{5}\,[0,075\,(14,451^2 + 8,581^2) + 6,712^2]\right) .\, 9262,5$$

$$= [1 - 0,0032\,(0,075 \,.\, 281,46 + 45,05)] \,.\, 9262,5$$

$$= (1 - 0,0032 \,.\, 66,16) \,.\, 9262,5 = (1 - 0,2116) \,.\, 9262,5$$

$$= 0,7884 \,.\, 9262,5 = 7302 \text{ Fuß, Pfund} -$$

also etwas kleiner als die Leistung der Turbine mit innerer Beaufschlagung, im Beispiel zu §. 264.

Turbinenwelle. Bei Anordnung einer Turbine für eine gegebene Wasserkraft hat man außer den Hauptdimensionen auch noch einige Hauptstärken zu berechnen. Namentlich ist die Stärke der Turbinenwelle und die ihres Zapfens, ferner die Wandstärke des Schützenreservoirs u. s. w. nach den Regeln der Festigkeitslehre zu bestimmen. §. 269

Die Stärke der Turbinenwelle ist aus der Leistung und der Umdrehungszahl der Maschine, den Regeln der Torsionsfestigkeit entsprechend, zu bestimmen. Die für horizontale Wasserradwellen (§. 191) entwickelte Formel

$$d = 0,361\,\sqrt[3]{Pa} = 6\,\sqrt[3]{\frac{L}{u}} \text{ Zoll},$$

wo P die Umdrehungskraft der Maschine in Pfund, L die Leistung derselben in Pferdekräften, a den Radhalbmesser r in Fuß, sowie u die Umdrehungszahl pr. Minute bezeichnen, findet hier ihre unmittelbare Anwendung.

Die Stärke d_1 des Zapfens der stehenden Welle macht man gewöhnlich $^2/_3\, d$ bis $^3/_4\, d$, wiewohl sie nach den gewöhnlichen Regeln der Festigkeitslehre kleiner sein könnte. Nimmt man den zulässigen Druck pr. Quadratzoll Querschnittsfläche 1500 Pfund an, so ist bei dem Gewichte G der armirten Turbinenwelle:

$$1500\,\frac{\pi\,d_1^2}{4} = G,$$

und daher:

$$d_1 = \sqrt{\frac{G}{375\,\pi}} = 0{,}02913\,\sqrt{G},$$

wofür wir

$$d_1 = 0{,}03\,\sqrt{G}\ \text{Zoll}$$

setzen wollen.

Diese Formel gilt jedoch nur für langsam umgehende stehende Wellen, z. B. für Göpel; den viel schneller umlaufenden Turbinenzapfen ist wegen der größeren Wärmeentwickelung eine größere Stärke zu geben. Hier ist es nöthig, die Stärke mit der Umdrehungszahl u wachsen zu lassen, und ziemlich angemessen

$$d_1 = 0{,}03\,\sqrt{(1 + 0{,}01\,u)\,G}$$

zu setzen, wobei u die Umdrehungszahl der Turbinenwelle bezeichnet.

Die Wellenköpfe oder diejenigen Theile der Turbinenwelle, wo der Radteller und wo das Transmissionsrad aufsitzen, sind wegen der Schwächung durch die Spur für einen Keil stärker zu machen, als die übrige Welle. Gewöhnlich macht man die Stärke dieser Köpfe $= {}^5/_4\,d$ und die Wanddicke der Hülsen, womit sowohl der Radteller als auch das Transmissionsrad auf den Wellenköpfen aufsitzen, $= {}^1/_3\,d$; es ist also hiernach der äußere Durchmesser einer solchen Hülse:

$$d_2 = {}^5/_4\,d + 2\,.\,{}^1/_3\,d = {}^{23}/_{12}\,d.$$

Der Radteller muß eine dem Kraftmomente Pa der Turbine entsprechende Stärke besitzen. Ist s die Stärke dieses Tellers an der Welle, wo er an seiner Hülse ansitzt, so hat man den Inhalt der cylindrischen Fläche, womit er mit der Hülse zusammenhängt: $\pi\,d_2\,s$, und bezeichnet, wie gewöhnlich, K den Festigkeitsmodul, so hat man die Kraft zum Abdrehen des Tellers von seiner Hülse, $= \pi\,d_2\,s\,K$ und folglich das Moment desselben:

$$Pa = \pi\,d_2\,s\,K\,\frac{d_2}{2} = {}^1/_2\,\pi\,d_2^2\,s\,K.$$

Führt man für K den Sicherheitsmodul $T = 1800$ Pfund ein (s. Bd. I, §. 264), so erhält man die gesuchte Tellerstärke:

$$s = \frac{Pa}{900\,\pi\,d_2^2},$$

oder, da

$$Pa = 12\,.\,4584\,\frac{L}{u}\ \text{Zollpfund}$$

ist, (s. §. 191)

$$s = 19{,}2\,\frac{L}{u\,d_2^2} = 5{,}23\,\frac{L}{u\,d^2}.$$

In der Praxis macht man, um dem Teller die nöthige Steifigkeit zu geben, diese Stärke viel größer als dieser Ausdruck angiebt, und zwar gleich der Stärke des Bodentellers. Letztere läßt sich wie folgt berechnen.

Denken wir uns diesen Teller massiv, und nehmen wir an, daß derselbe durch den Druck des darüber stehenden Wassers längs seines Durchmessers $2r_1$ in zwei Hälften zertheilt werde. Bei der Druckhöhe h, ist die drückende Kraft auf jede Hälfte:

$$P = \frac{1}{2}\pi r_1^2 h\gamma,$$

und, da der Schwerpunkt eines Halbkreises um

$$y = \frac{4r_1}{3\pi}$$

vom Mittelpunkte abweicht, (s. Band I, §. 113) das Moment dieser Kraft:

$$Py = \frac{1}{2}\pi r_1^2 h\gamma \cdot \frac{4r_1}{3\pi} = \frac{2}{3} r_1^3 h\gamma.$$

Dieses Moment ist aber auch, der Theorie der relativen Festigkeit zufolge, da $2r_1$ die Breite und s die Höhe der Bruchfläche ausdrücken (s. Band I, §. 236):

$$Py = \frac{2r_1 . s^2 T}{6};$$

setzen wir daher beide Ausdrücke einander gleich, so erhalten wir folgende Formel zur Bestimmung der Tellerstärke:

$$\frac{2r_1 s^2 T}{6} = \frac{2}{3} r_1^3 h\gamma \quad \text{oder} \quad s^2 = \frac{2r_1^2 h\gamma}{T}.$$

Führen wir nun noch $\gamma = 61{,}75$ und $T = 7000$ Pfund ein, so erhalten wir die gesuchte Tellerstärke:

$$s = r_1 \sqrt{\frac{2 . 61{,}75 h}{7000}} = r_1 \sqrt{0{,}01764 h} = 0{,}132 r_1 \sqrt{h} \text{ Zoll},$$

wobei r_1 und h in Fußen auszudrücken sind.

Der nöthigen Steifigkeit wegen setzt man (s. Band I, §. 363) noch 0,33 Zoll zu, nimmt also:

$$s = 0{,}12 r_1 \sqrt{h} + 0{,}33 \text{ Zoll an.}$$

Beispiel. Für die im Beispiel zu §. 264 berechnete Turbine ist, da hier die Leistung $L = 16$ Pferdekräfte und die Umdrehungszahl $u = 65$ gesetzt werden kann, die erforderliche Wellenstärke:

$$d = 6\sqrt[3]{\frac{L}{u}} = 6\sqrt[3]{\frac{16}{65}} = 6 . 0{,}63 = 3{,}80,$$

wofür = 4 Zoll zu nehmen sein möchte.

Wäre das Gewicht der armirten Turbinenwelle $G = 3600$ Pfund, so würde nach der oben angegebenen Formel, die nöthige Zapfenstärke

$$d_1 = 0{,}03 \sqrt{(1 + 0{,}01 . 65)\, 3600} = 1{,}8 \sqrt{1{,}65} = 2{,}28 \text{ Zoll}$$

betragen, wofür aber $d_1 = 2{,}5$ Zoll zu setzen sein möchte.

Die erforderliche Stärke des Bodens sowie auch die des Radtellers ist:

$$s = 0{,}12 . 1{,}8 \sqrt{5} + 0{,}33 = 0{,}216 . 2{,}24 + 0{,}33 = 0{,}81 \text{ Zoll.}$$

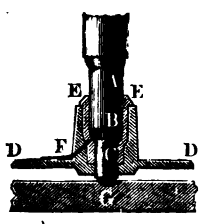
§. 270 **Zapfenlager der Turbinen.** Ein sehr wichtiger Theil einer Turbine ist der Zapfen und die Lagerung desselben. Das oft beträchtliche Gewicht der Turbine und die große Umdrehungsgeschwindigkeit derselben erzeugen an der Basis des Zapfens oder Stiftes ein so großes Reibungsmoment, daß ein sehr schnelles Abführen desselben eintritt, wenn derselbe nicht mit der größten Sorgfalt geölt wird. Es haben deshalb auch die meisten Turbinenconstructeure immer besonders ihr Augenmerk auf die Herstellung dauerhafter Turbinenstifte verwendet. Wenn man beobachtet, daß die Turbinenstifte viel eher abgeführt werden, als die Zapfen anderer stehender Wellen, so hat diese Abweichung theils in der mit der großen Umdrehungsgeschwindigkeit verbundenen Erhitzung des Stiftes und theils in dem unvollkommenen und durch den Zutritt des Wassers erschwerten Schmieren oder Oelen ihren Grund. Um diesem Uebelstande so viel wie möglich zu begegnen, hat man die Turbinen möglichst leicht und vorzüglich ihre Welle nicht unnöthig lang zu machen, ferner die sich reibenden Flächen möglichst groß, also den Stift sehr dick (in der Regel nur wenig schwächer als die Welle selbst) zu machen, ferner den Zutritt des Wassers zwischen den Reibungsflächen möglichst zu verhindern, und endlich einen ununterbrochenen Strom von Oliven- oder besser, Nußöl, zwischen die Berührungs- oder Reibungsflächen durchzuleiten.

Außer der Unterstützung am Stifte oder unteren Zapfen ist natürlich auch noch eine Lagerung am oberen Ende der Welle oder in der Nähe desselben anzubringen.

Eine sehr einfache, jedoch nur bei wenig Druck anwendbare Zapfenlagerung zeigt Fig. 484, Seite 573. Es ruht hier der Zapfen C in einer Pfanne von Rothguß, die innerhalb eines auf der Radstubensohle aufgeschraubten Pfannenträgers durch Stellkeile LS nach Bedürfniß gehoben oder gesenkt werden kann. Das Oel wird durch ein Rohr R zugeführt, welches neben den Stellkeilen durch den Boden der Pfanne geht.

Die Einrichtung eines Zapfens nach Cadiat führt Fig. 503 vor Augen.

Fig. 503.

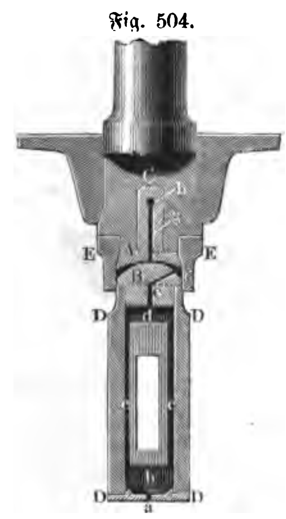


A ist der Fuß der stehenden Welle, B ist ein gehärteter Stahlstift, welcher entweder durch eine Schraube, oder durch Rippen mit A fest verbunden wird; C ist das Lager desselben, welches ebenfalls aus hartem Stahle besteht, $DEED$ ist das auf der Sohle fest aufsitzende Lagergehäuse aus Gußeisen, EE ist die messingene Lagerschale, welche die Welle seitlich unterstützt, und den Zutritt des Wassers zum Zapfen verhindert, F ein Rohr, durch welches das Oel in den zwischen B und E befindlichen leeren Raum geführt wird, endlich stellt G den Hebel oder Stellkeil zum Heben oder Senken der Turbine vor.

Am complicirtesten ist der Lagerungs- und Schmierapparat von Four-

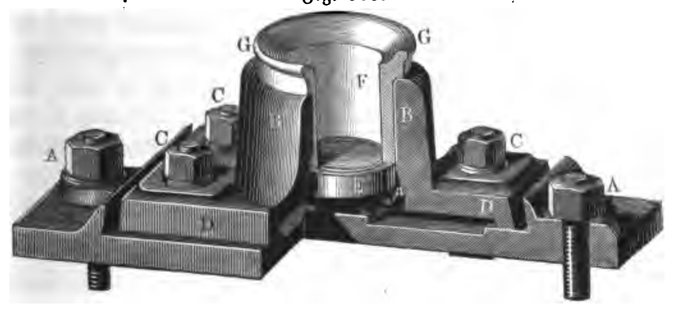
neyron. Die allgemeine Einrichtung desselben ist aus Fig. 486 zu ersehen, zur Kenntnißnahme der speciellen Einrichtung wird aber Fig. 504 dienen. Aus Fig. 486 ist wenigstens zu entnehmen, wie das Zapfenlager Z auf einem um O drehbaren Hebel OR aufruht, und wie derselbe durch eine Zugstange RS mittels einer Schraube S gehoben oder gesenkt werden kann. Auch sieht man in U noch das Rohr zum Zuführen des Oeles. Der lebhafteren Circulation des Oeles wegen ist es gut, wenn die Einmündung des Rohres möglichst hoch, mindestens aber über dem Spiegel des Oberwassers steht. Die sich reibenden Theile A und B, Fig. 504, bestehen aus gehärtetem Stahl. Der obere Theil A ist mit der Welle C fest verbunden, der Untertheil B hingegen sitzt in einem Gehäuse DD fest, welches in dem Zapfenständer Z mittels des Hebels OR, Fig. 486, auf- oder niedergeschoben werden kann. Des sicheren Standes wegen ist die Grundfläche A, Fig. 504, in Form eines Kugelsegmentes ausgehöhlt und die Kopffläche von B ebenso gewölbt, auch werden beide noch durch einen Metallmantel EE umgeben, der überdies noch den Zweck hat, das Oel zwischen den Reibungsflächen zurückzuhalten. Das durch ein Rohr zugeleitete Oel tritt bei a in den hohlen Raum b, von da durch die Canäle c, c in den Raum d. Aus diesem fließt es durch drei von unten senkrecht und von oben schief auslaufende Canäle ef... am Umfange des Stahllagers in die Höhe bis zu den Reibungsflächen, wo ihm durch drei radiallaufende Furchen hinreichende Gelegenheit zur Ausbreitung gegeben wird. Endlich geht noch von der Mitte dieser Flächen aus eine Bohrung gh in die Welle hinein, durch welche das Oel nach außen abfließen und in Circulation erhalten werden kann.

Fig. 504.



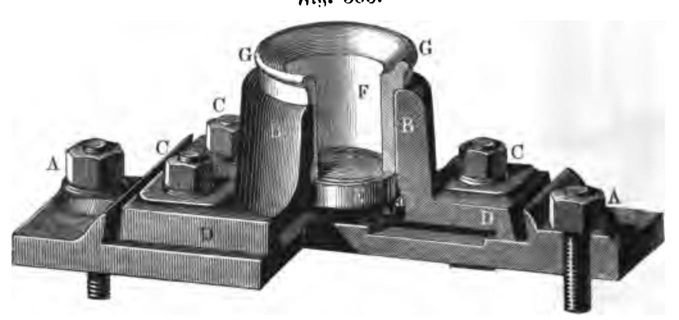
Ein vollständiges festes Zapfenlager ist in Fig. 505 abgebildet. AA ist

Fig. 505.



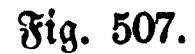
die durch zwei Schraubenbolzen A, A aufgeschraubte Sohlplatte, BB ist das Lagergehäuse mit seiner durch vier Schraubenbolzen $C, C \ldots$ auf die

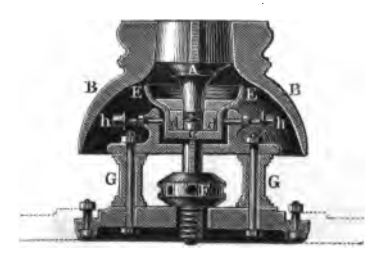
Fig. 506.



Sohlplatte befestigten Fußplatte DD. Im Inneren des Lagergehäuses liegt die mit einer kreisrunden Schmierrinne versehene und durch einen Stift a auf der Fußplatte festgehaltene Spurplatte E aus Bronze oder Stahl, und darüber sitzt die messingene cylindrische Lagerschale oder Büchse FG, welche den stehenden Zapfen der Turbine umgiebt. Wenn die Turbine in freier Luft umläuft, so kann die Schmiere aus dem Behälter GG durch verticale Rinnen nach der Rinne in der Spurplatte geführt werden, steht aber das Zapfenlager unter Wasser, so muß man das Schmieröl durch besondere Röhrchen und Seitencanäle in $BB \ldots$ dem Zapfen zuführen und von demselben ableiten.

Um das Wasser von einem Turbinenzapfen ganz abzuhalten, kann man die sogenannte atmosphärische Schmierung von Laurent in Anwendung bringen. Das Wesentliche derselben besteht darin, daß man eine Taucherglocke an dem Fuße der Turbinenwelle befestigt, welche den Turbinenzapfen umgiebt; die in dieser Glocke eingeschlossene Luft verhindert den Zutritt des Wassers zu dem Inneren des Zapfenlagers. Die Einrichtung eines Zapfenlagers mit atmosphärischer Schmierung ist aus Fig. 507 zu ersehen. Es ist A der Turbinenzapfen und BB die Taucherglocke, ferner c die stählerne Spurplatte und d die den Zapfen umgebende Zapfenbüchse. Letztere befinden sich in dem Lagergehäuse, welches sich oben in eine mit Schmieröl anzufüllende Schaale EE endigt. Dieses Lagergehäuse ruht mittels der Stellschraube F auf einem gußeisernen Stuhl GG und läßt


Fig. 507.



sich nicht allein durch diese Schraube nach Bedürfniß heben und senken, sondern auch durch andere Seitenschrauben *h*, *h* in horizontaler Richtung einstellen.

Man schützt auch die Turbinenzapfen vor dem Zutritt des Wassers dadurch, daß man die Turbinenwelle aufhängt. Eine solche Aufhängung haben wir schon oben in §. 249, Fig. 488, an einer Turbine mit äußerer Beaufschlagung kennen gelernt, und eine andere Aufhängungsweise wird bei den Fontaine'schen Turbinen angewendet, wovon erst weiter unten die Rede sein kann.

Anmerkung. Hierher gehört auch die von Girard empfohlene Anwendung des Wasserdruckes zur Verminderung der Zapfenreibung. Siehe „Note sur les éxperiences de surfaces glissantes et sur leurs applications aux pivots des arbres verticaux, in Comptes rendues de l'Academie des Sciences à Paris, T. 55. Auch Dingler's polytechn. Journal, Bd. 167.

Vergleichung der Turbinen. Aus einer Vergleichung der Turbinen von Fourneyron, Cadiat und Whitelaw unter einander geht Folgendes hervor. Jedenfalls ist die Turbine mit Leitschaufelapparat die mechanisch vollkommnere Construction, da durch dieselbe dem Wasser beinahe alles Arbeitsvermögen (durch Gleichmachung von c_2 und v) entzogen werden kann, was bei den Turbinen ohne diesen Apparat nicht möglich ist. Mit Berücksichtigung aller Nebenverhältnisse erfordern alle drei Turbinen ziemlich eine und dieselbe Radgeschwindigkeit, nämlich §. 271

$$v = 0{,}7\sqrt{2gh} \text{ bis } \sqrt{2gh},$$

um die Maximalgleichung hervorzubringen; nur sind diese Maximalleistungen verschieden, nämlich bei den Fourneyron'schen Turbinen circa 0,75, bei den Cadiat'schen Turbinen 0,65 und bei den Whitelaw'schen Turbinen nur 0,50 bis 0,60 Procent der Totalleistung. Diese Verhältnisse verändern sich jedoch mit der Größe des Aufschlages; während bei einer Whithelaw'schen Turbine durch eine Veränderung der Ausmündungen der Wirkungsgrad sich nicht wesentlich ändert, fällt derselbe bei den übrigen Turbinen bedeutend kleiner aus, sowie die Schütze bei einem schwächeren Aufschlage tiefer gestellt wird. Uebrigens findet zwischen den übrigen Turbinen noch der Unterschied statt, daß bei einer äußeren Schütze der Ausfluß stets voll bleibt, bei einer inneren Schütze aber, wenn dieselbe ungefähr die halbe Radhöhe bedeckt, die Radcanäle von dem Wasser nicht vollständig gefüllt werden.

Was den Wasserverlust anlangt, welcher durch die ringförmigen Spalten zwischen Rad und Schütze u. s. w. erfolgt, so ist dieser bei den Fourneyron'schen Turbinen am kleinsten, größer bei den Whitelaw'schen und noch größer bei den Cadiat'schen Turbinen, weil der innere Wasserdruck bei den

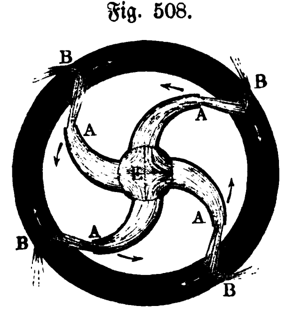
ersteren Turbinen, zumal bei besseren Constructionen, den Atmosphärendruck nicht viel übertrifft, bei den letzteren Turbinen dieser Druck aber in der Regel ziemlich groß ist, und diese Räder ohnedies eine Spalte (bei der Schütze) noch mehr haben, als die anderen Turbinen. Uebrigens sind die Turbinen ohne Leitschaufelapparat, und zumal die Whitelaw'schen, jedenfalls einfacher und leichter vortheilhaft zu construiren, als die Fourneyron'schen Turbinen mit Leitschaufeln, die überdies noch durch fremdartige Körper, welche durch das Aufschlagwasser zugeführt werden, in ihrer vortheilhaften Nutzleistung mehr gestört werden können, als die ersteren Räder.

Im Allgemeinen läßt sich behaupten, daß die Turbinen von Fourneyron und Cadiat vorzüglich zur Benutzung von kleinen oder mittleren Gefällen (unter 30 Fuß) und von großen Aufschlagmengen, die Schottischen Turbinen aber mehr zur Verwendung hoher Gefälle und kleiner Wassermengen sich eignen.

Ganz besonders lassen sich aber auch die Tangentialräder zur Benutzung hoher Gefälle anwenden.

Anmerkung. Bei den Turbinen ohne Leitschaufelapparat, namentlich, wenn dieselben ein hohes Gefälle haben, besitzt das abfließende Wasser noch eine große absolute Geschwindigkeit $w = c_2 - v$ (vergleiche die berechneten Beispiele) und es wird dadurch dem Rade selbst ein beachtenswerther Theil von mechanischer Leistung entzogen. Dieser Verlust läßt sich aber beseitigen oder sehr ermäßigen, wenn man die lebendige Kraft des abfließenden Wassers zum Umtriebe eines zweiten Rades verwendet. Eine derartige Construction hat der Herr Ober-Bergrath Althans an einer Lohmühle zu Vallendar bei Ehrenbreitenstein ausgeführt. Die wesentliche Einrichtung derselben ist in Fig. 508 zu ersehen. AEA ist ein gewöhnliches Reactionsrad mit vier krummen Schwungröhren und 120 Fuß Gefälle (vergl. §. 245), und BB ist ein größeres Schaufelrad, welches durch das aus A, A ausfließende Wasser in Umdrehung gesetzt wird. Da beide Räder in umgekehrten Richtungen umlaufen, so sind sie noch durch ein besonderes Räderwerk mit einander in Verbindung zu setzen. Uebrigens gewährt das äußere Rad noch den Vortheil, daß es mit als Schwungrad dient, und dadurch einen gleichförmigeren Gang in die ganze Maschine bringt (s. inner-österreichisches Gewerbeblatt, Jahrgang 5, 1843).

Fig. 508.



§. 272 **Versuche an Turbinen.** Versuche über die Leistungen der zuletzt betrachteten Reactions-Turbinen mit Ausströmung von innen nach außen sind zwar in großer Anzahl bekannt gemacht worden, nur möchte nicht allen Angaben hierüber das nöthige Vertrauen geschenkt werden können. Mit diesen in manchen Beziehungen so vortrefflichen Maschinen Wirkungsgrade von 0,85

bis 0,95 erlangt haben zu wollen, ist geradezu zu widerlegen und, gelinde beurtheilt, nur Täuschungen zuzuschreiben. Da dem Ausflusse des Wassers durch die vollkommenste Mündung ein Geschwindigkeitscoefficient $\varphi = 0,97$ zukommt (s. Bd. I, §. 405), so findet schon bei der Einführung in das Rad durch den Leitschaufelapparat der Arbeitsverlust

$$\left(\frac{1}{\varphi^2} - 1\right) \frac{c^2}{2g} Q\gamma = 0,06 \frac{c^2}{2g} Q\gamma$$

statt; da ferner die Reibung des Wassers in einer Röhre, welche im Mittel 3mal so lang als weit ist (nach Band I, §. 430),

$$0,019 . 3 \cdot \frac{v^2}{2g} Q\gamma = 0,057 \frac{v^2}{2g} Q\gamma$$

Leistung consumirt und ungefähr $\frac{v^2}{2g} = \frac{c^2}{2g} = h$ ist, so bleiben wegen dieser Hindernisse schon nur 88 Proc. Leistung übrig; rechnet man nur 1 Proc. auf den Krümmungswiderstand, 2 Proc. Verlust wegen des Stoßes an den Schaufelenden und 3 Proc. auf das Arbeitsvermögen, welche das abfließende Wasser behält, und nimmt man selbst auf andere Hindernisse, wie z. B. auf die im Leitschaufelapparate u. s. w. nicht Rücksicht, so bleiben nur 82 Proc. Nutzleistung übrig; und wir können gewiß eine Turbine als eine höchst vorzügliche ansehen, wenn dieselbe den Wirkungsgrad 0,75 bis 0,80 hat. (Vergl. §. 260.) Es geben aber auch die Versüche von unparteiischen Experimentatoren, wie z. B. von Morin, Brückmann u. A., Wirkungsgrade von diesen Rädern an, welche zwar 0,80 nahe kommen, jedoch diesen Werth nie vollkommen erreichen.

Morin rapportirt die Ergebnisse seiner Versuche in der Schrift: Expériences sur les roues hydrauliques à axe vertical, appelées Turbines, Metz et Paris, 1838. Zunächst handelt er von den Versuchen, welche er an einer Fourneyron'schen Turbine zu Moussay angestellt hat. Dieses Rad hatte 0,85 Meter äußeren Durchmesser, 0,11 Meter Höhe, 7,5 Meter Gefälle und 0,738 Cubikmeter Aufschlagwasser pr. Sec., machte also eine Wasserkraft von 73,8 Pferdekräften zu Gute. Das allgemeinste Ergebniß dieser Versuche war: das Rad mochte mehr oder weniger unter Wasser gehen, es gab bei 180 bis 190 Umdrehungen pr. Min. die größte Nutzleistung von 69 Procent des ganzen Arbeitsvermögens. War die Umdrehungszahl circa 50 Procent kleiner oder größer, so sank übrigens dieser Wirkungsgrad nur um 7 bis 8 Procent. Hierbei war die Schütze fast vollständig aufgezogen, wurde aber dieselbe bis zur halben Radhöhe niedergelassen, so fiel der Wirkungsgrad um 8 Procent. Bei einem Gange in freier Luft würde dieses Fallen gewiß noch größer gewesen sein.

Nächstdem theilt Morin in der genannten Abhandlung die Resultate

seiner ausgedehnten Versuche an einer Turbine in Mühlbach mit. Dieses Kreiselrad hatte 2 Meter äußeren Durchmesser und $^1/_3$ Meter Höhe; sein Gefälle betrug $3^1/_2$ bis $3^3/_4$ Meter, und sein Aufschlag $2^1/_2$ Cubikmeter pr. Sec.; es nahm also eine disponible Wasserkraft von 117 bis 125 Pferdekräften auf. Bei 50 bis 60 Umgängen pr. Min. und bei dem stärksten Schützenzuge gab es die größte Nutzleistung von 78, die jedoch, weil Morin bei der Wassermessung einen zu kleinen Ausflußcoefficienten angenommen hat, vielleicht nur 75 Procent zu setzen ist. Dieser große Wirkungsgrad verminderte sich auch um 2 bis 4 Procent, wenn die Umdrehungszahl 40 Procent größer oder kleiner war, als die angegebene. Es änderte sich der Wirkungsgrad nicht, wenn das Rad wenig oder tief (1 Meter) unter Wasser ging. Ebenso trat keine ansehnliche Veränderung des Wirkungsgrades ein, wenn sich der Aufschlag im Verhältnisse 3 zu 5 veränderte. Auch verminderte sich der Wirkungsgrad mit der Höhe des Schützenstandes so, daß z. B. bei 00,5 Meter Schützenzug und bei der vortheilhaftesten Umdrehungszahl (58) der Wirkungsgrad nur 0,373 ausfiel. Uebrigens stellte Morin noch besondere Versuche über das Verhältniß $\frac{v}{\sqrt{2gh}}$ an, und fand, ganz der Theorie entsprechend, daß dieses Verhältniß mit v (wegen Einflusses der Centrifugalkraft) wächst, dagegen abnimmt, wenn der Schützenstand ein größerer wird.

§. 273 Redtenbacher theilt in seiner Schrift „über die Theorie und den Bau der Turbinen und Ventilatoren" noch die Resultate der an einer Turbine zu Siebenen in der Schweiz angestellten Versuche mit. Diese Turbine hatte folgende Dimensionen und Verhältnisse: $r_1 = 0{,}938$ Meter, $r = 1{,}128$ Meter; $h = 1$ Meter; $e = 0{,}254$ Meter; $Q = 0{,}2$ Cubikmeter; $\alpha = 12^0$, $\beta = 45^0$, $\delta = 10^0$ u. s. w. Die Hauptergebnisse der Versuche mit diesem Rade waren folgende: Beim Schützenzuge $e_1 = 0{,}1$ Meter war die vortheilhafteste Umdrehungszahl 17,5 und der entsprechende größte Wirkungsgrad $\eta = 0{,}464$; war der Schützenzug $e_1 = 0{,}2$ Meter, so trat der größte Wirkungsgrad $\eta = 0{,}646$ bei 21,1 Umdrehungen pr. Minute ein; und betrug der Schützenzug $e_1 = 0{,}254$ Meter, so fiel, bei 20,6 Umdrehungen, der Maximalwirkungsgrad nur 0,640 aus. Diese verhältnißmäßig sehr kleinen Wirkungsgrade mißt Redtenbacher wohl mit Recht der zu großen Krümmung der Radschaufeln bei. Uebrigens ging die Turbine in freier Luft um.

Außer anderen interessanten Folgerungen, welche Redtenbacher aus den Wirkungen und den Verhältnissen der bekannten Fourneyron'schen Turbinen zieht, möge besonders die hervorgehoben werden, daß ein solches Rad bei der Maximalleistung und bei völlig aufgezogener Schütze halb so viel Umdrehungen macht, als wenn es ganz leer, d. i. ohne Arbeit zu verrichten, umläuft.

Die Versuche, welche Combes an seinen Reactionsrädern mit und ohne Leitschaufelapparat angestellt hat, führen ebenfalls auf kleinere Wirkungsgrade. An einem Modellrade ohne Leitschaufeln von 0,14 Meter äußerem Durchmesser und mit 25 Schaufeln betrug im günstigsten Falle, bei 335 Umdrehungen pr. Minute, 0,48 Meter Gefälle und 285 Litres Aufschlag pr. Minute, der Wirkungsgrad nur 0,511. Bei einem Modellrade von derselben Größe, mit 20 Leitschaufeln und 30 Radschaufeln und mit den Winkelgrößen $\alpha = 30^0$, $\beta = 90^0$ hat sich höchstens, und zwar bei 0,81 Meter Druckhöhe, 199 Umdrehungen pr. Minute und 372 Liter Aufschlag pr. Minute, der Wirkungsgrad $\eta = 0,566$ herausgestellt. An einem Rade im Großen, welches zur Bewegung von Pumpen in Paris diente, wurde der Wirkungsgrad ebenfalls nur 0,53 gefunden. Dieses Rad hatte einen äußeren Durchmesser von 0,97 Meter, eine Höhe von 0,16 Meter, ein Gefälle von 0,91 bis 1,83 Meter und einen Aufschlag zwischen 400 und 85 Liter pr. Secunde. Die Zahl der Radschaufeln betrug 36, während die Leitschaufeln ganz fehlten und die Zahl der Umdrehungen pr. Minute war bei der Maximalleistung von 117,75 Kilogrammeter = 75.

Ausführliche Versuche mit zwei Fourneyron'schen Turbinen sind auch noch von Morris in Delaware angestellt worden. S. Journal of the Franklin Institute. Dec. 1843, auch polytechn. Centralblatt 1844, Heft X.) Das erste der beiden Versuchsräder hatte $4^2/_3$ Fuß äußeren Durchmesser und 8 Zoll Höhe, sein Gefälle betrug circa 6 Fuß und sein Aufschlag im Mittel 1700 Cubikfuß pr. Minute. Der größte Wirkungsgrad von 0,7 stellte sich bei dem größten Schützenzuge von 6 Zoll und bei 52 Umdrehungen oder einer inneren Radgeschwindigkeit $v_1 = 0,46\sqrt{2gh}$ heraus. Uebrigens aber variirte für $v_1 = 0,5\sqrt{2gh}$ bis $0,9\sqrt{2gh}$, η nur zwischen den Grenzen 0,64 bis 0,70. Das zweite Rad hatte 4 Fuß 5 Zoll äußeren Durchmesser, 6 Zoll Höhe, circa $4^1/_2$ Fuß Gefälle und 14 Cubikfuß Aufschlag pr. Secunde. Es ging unter Wasser und gab bei $4^1/_2$ Zoll Schützenzug folgende Leistungen. War $v_1 = 25$ bis 30 Procent von $\sqrt{2gh}$, so ergab sich $\eta = 0,63$; war $v_1 = 40$ bis 50 Procent von $\sqrt{2gh}$, so stellt sich $\eta = 0,71$ heraus, bei

$$\frac{v_1}{\sqrt{2gh}} = 0,45 \text{ oder } u = 49,$$

bekam man die Maximalleistung, nämlich $\eta = 0,75$, bei

$$\frac{v_1}{\sqrt{2gh}} = 0,5 \text{ bis } 0,7, \text{ fiel } \eta = 0,60 \text{ aus.}$$

Anmerkung. Neuere Versuche mit einer Etagenturbine sind von Marozeau angestellt worden. Dieselben gaben einen mittleren Wirkungsgrad von 0,6. Siehe

polytechn. Centralblatt, Jahrg. 1848, oder Bulletin de Mulhouse, 1846, Nr. 101. Auch sind vom Herrn Capitain M. Ordinaire de Lacolange neue Versuche an einer Fourneyron'schen Turbine angestellt worden. S. „Civilingenieur", Bd. III. 1857. Herr Lacolange hat diese Versuche in einer besonderen Schrift veröffentlicht, unter dem Titel: Théorie de la turbine Fourneyron d'après M. Weisbach etc., suivie d'expériences etc. Bordeaux 1856.

§. 274 **Hydropneumatisation.** Um die Leistungsfähigkeit der Turbinen zu vergrößern, hat man noch besondere Mittel angewendet. Es gehört hierher vor Allem die Hydropneumatisation von Girard und nächstdem die Anwendung der Diffuser von Boyden. Von beiden Hülfsmitteln möge in Folgendem noch das Wesentliche mitgetheilt werden.

Die Hydropneumatisation von Girard besteht darin, daß man die Radstube der Turbine von oben mit einem luftdichten Mantel umschließt, den durch denselben abgesperrten Raum mit comprimirter Luft anfüllt, und dadurch den Ausfluß des Wassers unter Wasser verhindert. Es ist zwar Thatsache, daß eine Turbine weniger leistet, wenn sie unter Wasser umläuft, als wenn sie sich in freier Luft bewegt; allein diese Differenz ist bei vollständig geöffneter Schütze nicht groß genug, um auf ihre Beseitigung besondere Mittel zu verwenden. Ganz anders ist es aber, wenn die Turbine bei zum Theil niedergelassener Schütze unter Wasser läuft. Wenn das Wasser hierbei noch immer mit vollem Querschnitte aus der Turbine tritt, und dies muß bei der unter Wasser gehenden Turbine stets der Fall sein, so findet beim Eintritte des Wassers aus dem Reservoir ins Rad eine plötzliche Geschwindigkeitsveränderung desselben und, ihr entsprechend, ein namhafter Verlust an Wasserdruck statt. Dieser Verlust fällt um so größer aus, je tiefer die Schütze herabgelassen, je kleiner also die Höhe e_1 der Schützenmündung gegen die Radhöhe e ist. Bezeichnet c die absolute Geschwindigkeit des Wassers bei seinem Eintritte in das Rad, und ist folglich die Ausflußgeschwindigkeit des Wassers aus der Schütze $= \frac{e}{e_1} c$, so hat man den entsprechenden Druckhöhenverlust:

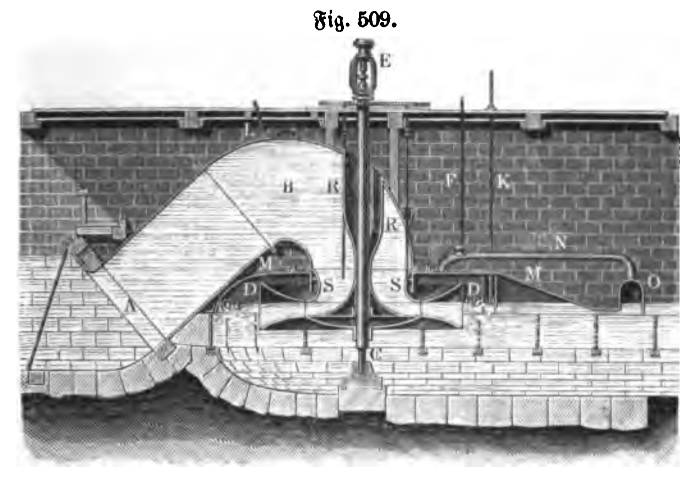
$$\frac{1}{2g}\left(\frac{e}{e_1} c - c\right)^2 = \left(\frac{e}{e_1} - 1\right)^2 \frac{c^2}{2g} \text{ (vergl. §. 257.)}$$

Dieser Verlust fällt ganz aus, wenn das Wasser bei seiner Bewegung durch das Rad die Canäle desselben nicht ausfüllt, wenn man es also mit einer Druckturbine zu thun hat. Da nun aber dieser Fall nur beim Ausflusse in die Luft stattfinden kann, so gewährt die Entfernung des Unterwassers von der Radmündung durch Hinzuleitung von Luft bei tiefen Schützenständen einen besonderen Vortheil.

Die Einrichtung einer solchen Turbine mit Hydropneumatisation ist aus Fig. 509 zu ersehen. Die hier abgebildete Turbine hat bei einem Aufschlag von 3 bis 5 Cubikmeter pr. Secunde, das kleine Gefälle von nur 0,450

bis 0,600 Meter, und macht bei einem äußeren Durchmesser von $3^1/_2$ Meter, pr. Minute nur 20 Umdrehungen. Herr Girard hat diese Turbine für eine Spinnerei zu Eindhoven in Holland construirt. Damit das Wasser

Fig. 509.



ungestört in das Rad eintrete, mußte es dem Ausflußreservoir durch ein krummes Rohr AB, nach Art eines Hebers (à siphon), zugeführt werden. Eine Eigenthümlichkeit dieser Turbine ist noch die allmälige Erweiterung (franz. évasement) des Rades DD von innen nach außen. Da hierdurch der Querschnitt F_2 der Ausmündungen der Radcanäle vergrößert, und folglich die Ausflußgeschwindigkeit vermindert wird, so ist dadurch dem Wasser ein größerer Theil seines Arbeitsvermögens zu entziehen, als wenn die Radcanäle an allen Stellen eine und dieselbe Höhe haben. Hierzu gehört allerdings, daß das Wasser bei seinem Austritte aus dem Rade die Radcanäle auch wirklich ausfülle, welches beim Ausflusse in die Luft, sowie bei bedeutender Erweiterung des Rades nach außen, wodurch der Querschnitt F_2 dem Querschnitt F_1 sehr nahe gebracht wird, nicht eintritt, zumal wenn die Schütze nicht ganz geöffnet ist. Die hohle Turbinenwelle CE ist in E aufgehangen und dreht sich um eine schwache feststehende Säule, deren Fuß in C zu sehen ist.

Eine Compressionsluftpumpe, welche durch die Turbine selbst in Bewegung gesetzt wird, drückt die Luft mittels einer Röhre F in die vom Mantel MM umschlossene Radstube, und eine andere Röhre K führt die etwa im Ueberfluß zugepreßte Luft wieder ab, damit der Wasserspiegel unter dem Mantel einen bestimmten Stand behält. In einer Glocke O sammelt sich die von dem Wasser mit fortgeführte Luft, welche durch die Röhre N in den Radstubenraum MM wieder zurückgeführt wird. Die Einrichtung, Auf-

hängung und Bewegung der Schütze SS ist die gewöhnliche. Das Rohr RR, welches die Turbinenwelle umgiebt, hat einen länglichen Querschnitt, um der Bewegung des Wassers so wenig wie möglich Hindernisse in den Weg zu legen. Die im Scheitel des Hebers AB sich ansammelnde Luft läßt sich mittels einer Röhre L durch eine kleine Saugpumpe entfernen.

§. 275 **Boyden's Diffuser.** Nicht allein bei den Turbinen von Girard, sondern auch bei älteren und neueren Turbinenconstructionen, wie z. B. bei denen von Boyden und Francis, hat man den Radkränzen eine conische Form gegeben, um den Querschnitt F_2 der Ausflußöffnung zu vergrößern. Welcher Vortheil hierdurch erlangt wird, geht aus Folgendem hervor. Bezeichnet e die äußere und e_1 die innere Radhöhe, so hat man

$$\frac{c_2}{c} = \frac{v}{c} = \frac{F}{F_2} = \frac{r_1 e_1 \sin.\alpha}{r e \sin.\delta}$$

zu setzen, so daß für den Austrittswinkel δ der Ausdruck

$$\sin.\delta = \frac{r_1}{r}\,\frac{e_1}{e}\,\frac{c}{v}\,\sin.\alpha = \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{e_1}{e}\,\frac{\sin.\alpha\,\sin.\beta}{\sin.(\beta - \alpha)}$$

folgt, während bei Turbinen mit ebenen Radkränzen, wo $e_1 = e$ ist,

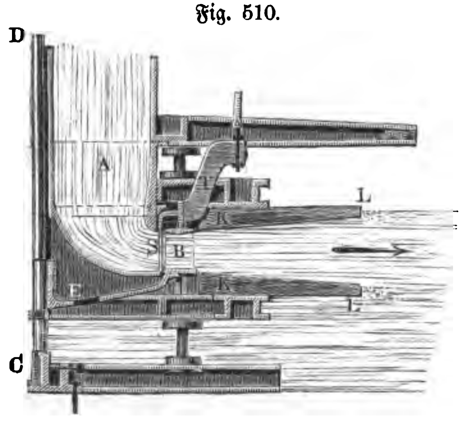
$$\sin.\delta = \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{\sin.\alpha\,\sin.\beta}{\sin.(\beta - \alpha)},$$

(s. §. 262) ausfällt.

Man kann also den Austrittswinkel δ, und folglich auch die absolute Austrittsgeschwindigkeit w noch dadurch herabziehen und von dem abfließenden Wasser noch mehr Arbeitsfähigkeit auf das Rad übertragen, wenn man die äußere Radweite e größer macht als die innere Radweite e_1.

Ein anderes Hülfsmittel, um denselben Zweck zu erreichen, besteht ferner in der Anwendung des Diffuser von Boyden. Derselbe besteht in einem sich ebenfalls von innen nach außen allmälig erweiternden ringförmigen Raume, welcher das Rad rund umschließt und durch welchen das Wasser aus dem Rade in die Radstube oder in das Unterwasser geführt wird. Fig. 510 zeigt den Durchschnitt von einem Theil einer solchen Turbine mit

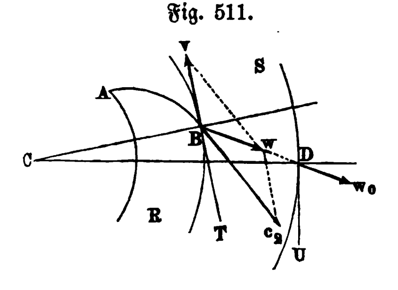
Fig. 510.



Diffuser, nach Francis. CD ist die rechte Hälfte der Turbinenwelle, A das Zuflußreservoir, BE das Rad, KL, KL sind die aus Holzdauben zusammengesetzte Kränze, welche den Diffuser bilden. Der Schützenring S bewegt sich zwischen dem Rade und dem Ausflußreservoir und wird mittels der Arme T u. s. w. von dem umlaufenden Rade selbst eingestellt.

Die Wirkung dieses Diffusers geht aus Folgendem hervor. Es sei ABR, Fig. 511, ein Theil des Rades, sowie BDS ein Theil des Diffusers. Die relative Geschwindigkeit c_2, mit welcher das Wasser bei B aus dem Rade tritt, vereinigt sich mit der Umdrehungsgeschwindigkeit v des Rades, und es resultirt hieraus die absolute Austrittsgeschwindigkeit w, mit welcher das Wasser in den Diffuser tritt. Das Wasser durchläuft diesen Diffuser beinahe in einer geraden Linie BD und tritt dann bei D mit einer zu bestimmenden Geschwindigkeit w_0 aus. Setzen wir die Halbmesser $CB = r$, $CD = r_0$, sowie die innere und äußere Weite des Diffusers e und e_0, ferner den Austrittswinkel TBc_2, wie früher, $= \delta$, den Winkel TBD, unter welchem das Wasser in den Diffuser tritt, $= \theta$, und den Winkel UDw_0, unter welchem es aus demselben heraustritt, $= \theta_0$. Dann haben wir, da

Fig. 511.



$$\frac{sin. CDB}{sin. CBD} = \frac{CB}{CD},$$

d. h.

$$\frac{cos. \theta_0}{cos. \theta} = \frac{r}{r_0}, \text{ und } r e v \, sin. \delta = r e w \, sin. \theta = r_0 e_0 w_0 \, sin. \theta_0$$

ist, die Austrittsgeschwindigkeit

$$w_0 = \frac{r}{r_0} \frac{e}{e_0} \frac{v \, sin. \delta}{sin. \theta_0} = \frac{r}{r_0} \frac{e}{e_0} \frac{w \, sin. \theta}{sin. \theta_0} = \frac{r}{r_0} \frac{e}{e_0} \frac{w \, sin. \theta}{\sqrt{1 - \left(\frac{r}{r_0} cos. \theta\right)^2}}.$$

Da nun $\frac{r}{r_0}$ und $\frac{e}{e_0}$ echte Brüche sind, so ist $w_0 < w$, und folglich das Arbeitsvermögen $\frac{w_0^2}{2g} Q\gamma$ des Wassers bei seinem Austritte aus dem Diffuser kleiner als das Arbeitsvermögen $\frac{w^2}{2g} Q\gamma$ desselben beim Austritte aus dem Rade.

Hierzu kommt aber noch, daß auch w bei Anwendung des Diffusers größer ist als ohne denselben. Sehen wir von den hydraulischen Widerständen ab,

und setzen wir die hydraulische Druckhöhe beim Uebergange des Wassers aus dem Rade in den Diffuser, $= y$, so haben wir

$$c_2^2 = 2g(h_1 - y) + v^2 - 2cv_1 \cos.\alpha$$

und

$$w_0^2 = w^2 + 2g(y - h_2).$$

Nehmen wir nun noch $c_2 = v$ an, so ist $\theta = 90 + \frac{\delta}{2}$ und es folgt

$$w_0^2 = w^2 + 2g(h_1 - h_2) - 2cv_1 \cos.\alpha$$
$$= w^2 + 2gh - 2cv_1 \cos.\alpha,$$

oder,

$$w = 2v \sin.\frac{\delta}{2},$$

$$c = \frac{v_1 \sin.\beta}{\sin.(\beta - \alpha)}$$

und

$$w_0 = \frac{r}{r_0}\frac{e}{e_0}\frac{v \sin.\delta}{\sin.\theta_0} = \frac{r}{r_0}\frac{e}{e_0}\frac{v \sin.\delta}{\sqrt{1 - \left(\frac{r}{r_0}\sin.\frac{\delta}{2}\right)^2}}$$

eingesetzt,

$$\left[2\left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{\sin.\beta \cos.\alpha}{\sin.(\beta-\alpha)} - \left(2\sin.\frac{\delta}{2}\right)^2 + \left(\frac{r\,e}{r_0\,e_0}\right)^2 \frac{(\sin.\delta)^2}{1-\left(\frac{r}{r_0}\sin.\frac{\delta}{2}\right)^2}\right] v^2 = 2gh,$$

und daher die entsprechende Umdrehungsgeschwindigkeit des Rades:

$$v = \sqrt{\frac{gh}{\left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{\sin.\beta \cos.\alpha}{\sin.(\beta-\alpha)} - 2\left(\sin.\frac{\delta}{2}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{r\,e}{r_0\,e_0}\right)^2 \frac{\left(\cos.\frac{\delta}{2}\right)^2}{1-\left(\frac{r}{r_0}\sin.\frac{\delta}{2}\right)^2}\right]}}.$$

Diesen Werth hat man in die Formel

$$w_0 = \frac{r\,e}{r_0\,e_0}\frac{v \sin.\delta}{\sin.\theta_0}$$

einzusetzen, um die Geschwindigkeit des ausfließenden Wassers zu ermitteln.

Beispiel. Im Beispiele zu §. 261 wurden die vortheilhaftesten Umdrehungsgeschwindigkeiten, $v_1 = 13{,}105$ Fuß und $v = 1{,}35 \,.\, 13{,}105 = 17{,}692$ Fuß gefunden, wonach sich die absolute Abflußgeschwindigkeit

$$w = 2v \sin.\frac{\delta}{2} = 2 \,.\, 17{,}692 \sin.8^0\,21' = 5{,}139 \text{ Fuß},$$

und folglich der entsprechende Arbeitsverlust

$$\frac{w^2}{2g} Q\gamma = 0{,}016 \,.\, (5{,}139)^2 Q\gamma = 0{,}423\, Q\gamma$$

herausstellt.

Wenn man aber das Rad mit einem Diffuser umgiebt, dessen Halbmesser $r_0 = 2r$, und äußere Weite $e_0 = \frac{4}{3} e$ ist, so hat man, da:

$$\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 = (\tfrac{1}{2})^2 = \tfrac{1}{4} \text{ und } \left(\frac{r e}{r_0 e_0}\right)^2 = (\tfrac{1}{2} \cdot \tfrac{3}{4})^2 = \tfrac{9}{64};$$

und $\left(sin. \frac{\delta}{2}\right)^2 = (sin. 8^0 21')^2 = 0,02109$ ist,

$$2\left(sin. \frac{\delta}{2}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{r e}{r_0 e_0}\right)^2 \frac{\left(cos. \frac{\delta}{2}\right)^2}{1 - \left(\frac{r}{r_0} sin. \frac{\delta}{2}\right)^2}\right] = 0,04218 \left(1 - \tfrac{9}{64} \cdot \frac{1 - 0,02109}{1 - 0,00527}\right)$$

$$= 0,04218 . (1 - 0,1384) = 0,03634,$$

und daher die entsprechende Umdrehungsgeschwindigkeit des Rades:

$$v = \sqrt{\frac{156,25}{\left(\frac{1,00}{1,35}\right)^2 . 0,9076 - 0,03634}} = \sqrt{\frac{156,25}{0,4617}} = 18,396 \text{ Fuß}.$$

Nun folgt die Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser aus dem Diffuser fließt:

$$w_0 = \tfrac{3}{8} \cdot \frac{18,396 \, sin. 16^0 42'}{\sqrt{1 - 0,00527}} = \frac{6,898 . 0,2874}{\sqrt{0,99473}} = 1,988 \text{ Fuß},$$

und endlich die hierdurch verlorene mechanische Arbeit:

$$\frac{w_0^2}{2g} Q\gamma = 0,016 . (1,988)^2 Q\gamma = 0,0632 Q\gamma,$$

wogegen bei derselben Turbine ohne Diffuser dieser Verlust

$$\frac{w^2}{2g} Q\gamma = 0,423 Q\gamma,$$

also nahe 7mal so groß ausfällt.

Da $Q = 30$ Cubikfuß ist, so beträgt

$$\frac{w^2}{2g} Q\gamma = 0,423 . 30 . 61,75 = 784 \text{ Fußpfund}$$

und

$$\frac{w_0^2}{2g} Q\gamma = 0,0632 . 30 . 61,75 = 117 \text{ Fußpfund}.$$

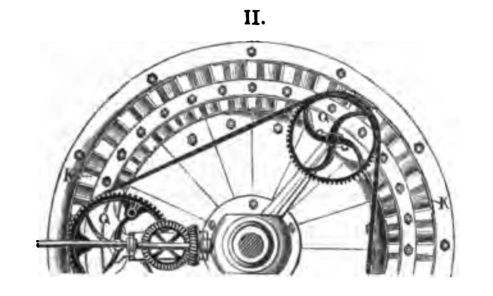
Fontaine's Turbine. Die Turbinen von Fontaine, Henschel und §. 276
Jonval weichen insofern von den Fourneyron'schen Turbinen ab, als sich bei ihnen der Leitschaufelapparat nicht neben, sondern über dem Rade befindet, und dadurch das Wasser nicht von innen nach außen, oder von außen nach innen, sondern von oben nach unten auf das Rad geführt wird, und nicht am äußeren Umfange, sondern an der Grundfläche aus dem Rade tritt. Bei der Bewegung des Wassers von oben nach unten in den ebenfalls durch krumme Schaufeln gebildeten Canälen spielt die Centrifugalkraft nur eine untergeordnete Rolle, indem die Schwerkraft an die Stelle derselben tritt. Zwischen der Turbine von Fontaine und der von Henschel findet aber der Unterschied statt, daß bei jener die Oberfläche des Unterwas-

sers unmittelbar unter oder über dem Rade steht, daß dagegen bei dieser das aus dem Rade strömende Wasser eine Wassersäule über die Oberfläche des Unterwassers bildet, die ebenso auf den Gang des Rades ihren Einfluß ausübt, als wenn sie über dem Rade stünde. Die Jonval'sche Turbine ist eine verbesserte Hensel'sche Turbine.

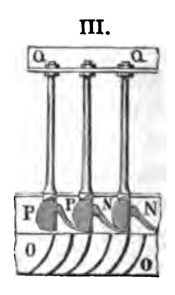
Fig. 512.

I.

II.



III.

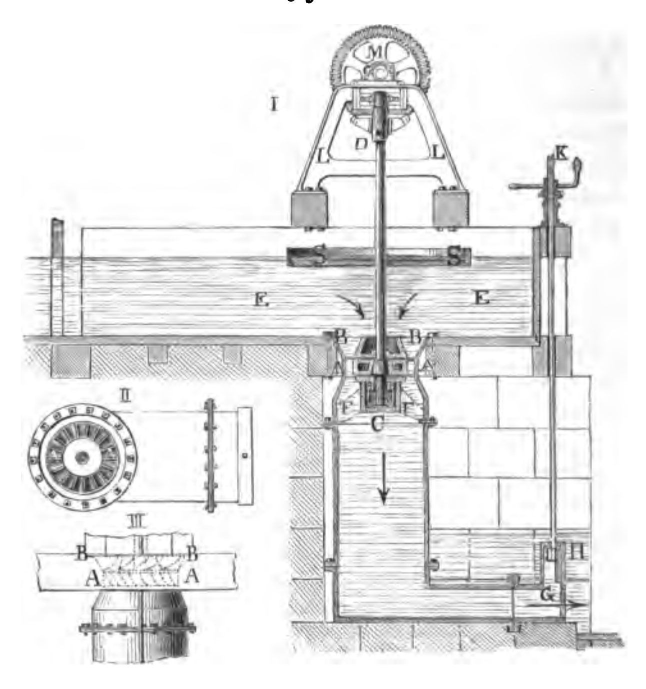


Die Einrichtung einer Fontaine'schen Turbine ist aus Fig. 512 (I. und II.), welche dieselbe in einem verticalen Durchschnitte und im Grundrisse vorstellt, zu ersehen. *AA* ist das Rad, *BB* der Radteller, welcher statt der Radarme das Rad mit der hohlen Welle *CCDD* fest verbindet. Damit der Zapfen nicht unter Wasser gehe, endigt sich die Welle *CD* in einem Auge *GG*, durch welches der stählerne Stift *FS* gesteckt ist, der durch die Schraubenmutter *S* tiefer oder höher gestellt werden kann, und in einer stählernen Pfanne im Kopfe *F* einer feststehenden Säule *EF* umläuft. Durch eine über dem Auge *G* eingesetzte stehende Welle *H* wird die Umdrehung des Rades fortgepflanzt. Um die stehende Welle gegen das Wasser zu schützen, wird sie wie bei einer Fourneyron'schen Turbine, mit einem Mantel *ZZ* umgeben. Der Leitschaufelapparat *KK* ist auf die Balken *L*, *L* aufgeschraubt und mit ihm ist auch ein Teller *KMMK* verbunden, der ein cylindrisches Metalllager *MM* enthält, durch das, in Gemeinschaft mit einem höher stehenden Lager *DD*, die Turbinenwelle *CD* während ihrer Umdrehung in sicherem Stande erhalten wird. Die Gestalt einer Leitschaufel *N* und einer Radschaufel *O* ist aus III. zu ersehen. Zum Reguliren des Aufschlages dient ein Schützenapparat, welcher aus so vielen einzelnen Schützen *P*, *P*... besteht, als das Rad Leitschaufeln *N*, *N*... hat. Diese Schützen sind mit abgerundeten Holzstücken bekleidet und laufen in Nuthen, welche in die cylindrischen Mäntel des Leitschaufelapparates eingelassen sind. Die Schützenstangen *PQ*, *PQ*... sind durch einen eisernen Ring *QQ* fest mit einander verbunden, der durch drei Zugstangen *QR*, *QR*..., gehoben oder gesenkt werden kann. Zu diesem Zwecke werden die Enden *R*, *R*... dieser Stangen schraubenförmig zugeschnitten und Zahnräder *T*, *T*... aufgesetzt, deren Naben Schraubenmuttern bilden und deren Umfänge durch eine Kette ohne Ende mit einander verbunden sind. Wird nun mit Hülfe einer Kurbel *W* und vermittelst eines Räderwerkes *UV* das eine Rad *T* in Umdrehung gesetzt, so laufen die übrigen Räder gleichmäßig mit um, und es werden dadurch auch alle drei Zugstangen gleichmäßig angezogen oder niedergelassen.

Jonval's Turbine. Ansichten einer Jonval'schen Turbine sind unter Fig. 513 (a. f. S.) enthalten. Man nennt diese Turbinen wohl auch doppeltwirkende, weil bei ihnen das Wasser durch Druck und Zug (Saugen) zugleich wirkt. *AA* ist das ebenfalls durch einen Teller mit der stehenden Welle *CD* verbundene Rad, *BB* der darüberstehende, in das Aufschlaggerinne *EE* conisch einmündende Leitschaufelapparat. Das Zapfenlager ruht in einem Gehäuse *C*, welches durch die Träger *FF* unterstützt und festgehalten wird. Die Lage der Leit- und Radschaufeln, sowie ein Theil des Aeußeren von der Röhre, in welcher das Rad eingeschlossen ist, führen II. und III. vor Augen. Um die Oberfläche des Oberwassers ruhig zu er- §. 277

halten, wird ein hölzerner Schwimmer SS aufgelegt, und um den Gang des Rades zu reguliren, wird eine Schütze G in Anwendung gebracht, welche

Fig. 513.



sich durch eine Kurbel und Schraube höher oder tiefer stellen läßt. Je nachdem die Schütze höher oder tiefer steht, fließt natürlich auch mehr oder weniger Betriebswasser in das Unterwasser H ab, kann also auch das Rad mehr oder weniger Arbeit verrichten. Der Ständer LL trägt das Lager für den oberen Zapfen der Welle CD und das Lager einer liegenden Welle, auf welche die Umdrehung des Rades mittels eines conischen Räderwerkes M zunächst übergetragen wird. Bei kleinen Rädern kann das Reservoir, in welchem das Rad eingeschlossen ist, aus gußeisernen Röhren zusammengesetzt werden, bei größeren Rädern hingegen muß man es aus Quadern aufmauern.

Man ersieht aus dem soeben Mitgetheilten, daß die Turbinen von Fontaine und von Jonval in den Haupttheilen und in den wesentlichsten Verhältnissen vollkommen übereinstimmen, und kann daher auch leicht ermessen, daß sich für beide eine und dieselbe Theorie entwickeln lassen müsse. Bei beiden Rädern steht das Oberwasser in einer gewissen Höhe h_1 über der Ein-

trittsstelle in das Rad; was aber das Unterwasser anlangt, so steht dessen Oberfläche bei der Jonval'schen Turbine um eine gewisse Höhe h_2 unter dem Rade, während sie bei der Fontaine'schen Turbine bis zum Rade reicht, oder sogar über dem Rade steht. In Beziehung auf das Reguliren des Ganges beider Turbinen muß noch bemerkt werden, daß die Fontaine'sche Turbine mit einer inneren, dagegen die Jonval'sche mit einer äußeren Schütze ausgerüstet, daß also insofern jene mit einer Fourneyron'schen und diese mit einer Cadiat'schen Turbine zu vergleichen ist.

Die Henschel'schen oder Jonval'schen Turbinen sind in der neueren Zeit vielfach und mit sehr gutem Erfolge angewendet worden. Der verticale Durchschnitt eines einfachen Rades dieser Art ist in Fig. 514 abgebildet. Die Welle AB ist längs ihrer Axe durchbohrt, um den Berührungsflächen

Fig. 514.



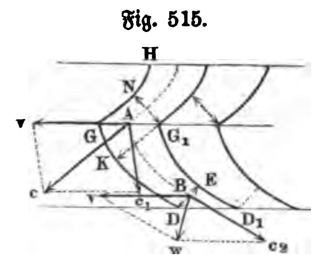
zwischen dem Zapfen B und der Spurplatte C Oel zuführen zu können. Es ist DD der Leitschaufelapparat (das Leitrad) und $EEFF$ das eigentliche Rad (Laufrad); die Bodenteller GG und HH sind mit Spunden G und H versehen, wodurch die Unreinigkeiten, wie Sand, Schmand u. s. w., von Zeit zu Zeit abgelassen werden können. Wie der Zapfen durch Schrauben KK centrirt und durch eine Stopfbüchse vor dem Zutritt des Wassers geschützt werden kann, ist aus der Figur deutlich zu erkennen.

Anmerkung. Mit Recht rügt Herr Professor Rühlmann in der Zeitschrift des Hannoverschen Architekten- und Ingenieurvereins Bd. I, und zwar im „Beitrag zur Geschichte der horizontalen Wasserräder", daß die sogenannte Jonval'sche oder Köchlin'sche Turbine keine Jonval'sche, sondern eine Erfindung des Herrn Oberbergrath Henschel in Cassel ist. Herr Henschel hat schon 1837 eine solche Turbine entworfen und 1841 in einer Steinschleiferei zu Holzminden aufgestellt. Herr Sectionsrath Rittinger nennt die Räder Rohrturbinen.

§. 278 **Theorie der Fontaine-Henschel'schen Turbinen.** Bei Entwickelung der Theorie der Fontaine-Henschel'schen Turbinen wollen wir folgende, mit dem Obigen in möglichster Uebereinstimmung befindliche Bezeichnungen gebrauchen.

Der Neigungswinkel einer Leitschaufel HNG gegen den Horizont, oder der sogenannte Eintrittswinkel $NGG_1 = cAv$, Fig. 515, sei $= \alpha$, der Winkel c_1Av, welchen der Radschaufelkopf A mit der Radbewegung einschließt, $= \beta$, und der Winkel DD_1E, unter welchem der Radschaufelfuß D_1 den Horizont schneidet, sei $= \delta$; ferner sei die absolute Eintrittsgeschwindigkeit $\overline{Ac}$ des Wassers in das Rad $= c$, die dem mittleren Radhalbmesser $r = \frac{r_1 + r_2}{2}$ entsprechende Radgeschwindigkeit $\overline{Av} = v$, die relative Eintrittsgeschwindigkeit $\overline{Ac_1} = c_1$ und die Austrittsgeschwindigkeit $\overline{Bc_2} = c_2$. Endlich sei auch, wie früher, F die Summe der Inhalte aller Querschnitte NG_1 des aus dem Leitschaufelapparate strömenden Wassers, F_1 die Summe der oberen Querschnitte G_1K, und F_2 die Summe der unteren Querschnitte DE der Radcanäle.

Fig. 515.



Ist nun wieder ζ der Coefficient des Wiederstandes in den Leitschaufelcanälen und x die den Druck des in das Rad eintretenden Wassers messende Höhe, so hat man auch hier:

$$(1 + \zeta)\, c^2 = 2g\,(h_1 - x),$$

und mit Berücksichtigung des durch die Höhe b (32,84 Fuß) einer Wassersäule zu messenden Atmosphärendruckes:

$$(1 + \zeta)\, c^2 = 2g\,(b + h_1 - x).$$

Für die relative Eintrittsgeschwindigkeit bleibt wie oben,

$$c_1^2 = c^2 + v^2 - 2\,cv\, cos.\, \alpha.$$

Ist ferner a die Radhöhe, y die Höhe einer den Druck des Wassers unmittelbar unter dem Rade messenden Wassersäule und ζ_1 der Coefficient des Widerstandes in den Radcanälen, so hat man für die relative Austrittsgeschwindigkeit:

$$(1 + \zeta_1)\, c_2^2 = 2g\,(a + x - y) + c_1^2$$
$$= 2g\,(b + h_1 + a - y) + v^2 - 2\,cv\; cos.\, \alpha - \zeta c^2.$$

Wenn man nun wieder, um dem Wasser so viel wie möglich Arbeitsvermögen zu entziehen, $c_2 = v$ annimmt und überdies

$$c = \frac{v\, sin.\, \beta}{sin.\, (\beta - \alpha)}$$

einsetzt, so erhält man für die Umdrehungsgeschwindigkeit v des Rades

$$\left[2\,\frac{\sin.\beta \cos.\alpha}{\sin.(\beta-\alpha)}+\zeta\left(\frac{\sin.\beta}{\sin.(\beta-\alpha)}\right)^2+\zeta_1\right]v^2=2g(b+h_1+a-y),$$

und daher die vortheilhafteste Radgeschwindigkeit:

$$v=\sqrt{\frac{2g\,(b+h_1+a-y)}{2\,\frac{\sin.\beta \cos.\alpha}{\sin.(\beta-\alpha)}+\zeta\left(\frac{\sin.\beta}{\sin.(\beta-\alpha)}\right)^2+\zeta_1}}.$$

Die Druckhöhe y ist in dem Falle, wenn die Turbine in freier Luft umgeht, der den Atmosphärendruck messenden Höhe b gleich, in dem Falle aber, wenn sie unter Wasser geht, $= b + h_2$, wo h_2 die Höhe des Unterwasserspiegels über der Grundfläche des Rades bezeichnet, und endlich in dem Falle, wenn sie über Wasser geht, wie bei der Jonval'schen Turbine, $= b - h_2 + z$, wo h_2 die Tiefe des Unterwasserspiegels unter der Grundfläche des Rades und z die Geschwindigkeitshöhe des durch die Schütze aus dem Reservoir in das Unterwasser strömenden Betriebswassers ist. Das Totalgefälle ist bei dem Gange des Rades in freier Luft:

$$h = h_1 + a,$$

beim Gange unter Wasser:

$$h = h_1 + a - h_2,$$

und beim Gange über Wasser:

$$h = h_1 + a + h_2,$$

daher hat man denn für die ersten beiden Fälle:

$$v=\sqrt{\frac{2gh}{2\,\frac{\sin.\beta \cos.\alpha}{\sin.(\beta-\alpha)}+\zeta\left(\frac{\sin.\beta}{\sin.(\beta-\alpha)}\right)^2+\zeta_1}},$$

und für den letzten:

$$v=\sqrt{\frac{2g\,(h-z)}{2\,\frac{\sin.\beta \sin.\alpha}{\sin.(\beta-\alpha)}+\zeta\left(\frac{\sin.\beta}{\sin.(\beta-\alpha)}\right)^2+\zeta_1}},$$

und es läßt sich auch, wenn die Mündung G, durch welche das Gefäß mit dem Unterwasser communicirt, sehr groß ist, also das Wasser sehr langsam abfließt,

$$z=\frac{1}{2g}\left(\frac{Q}{G}\right)^2=0$$

setzen.

Aus der Geschwindigkeit $v = c_2$ läßt sich auch die absolute Eintrittsgeschwindigkeit

$$c=\frac{v \sin.\beta}{\sin.(\beta-\alpha)},$$

und die Druckhöhe

$$x = b + h_1 - (1 + \zeta)\frac{c^2}{2g} = b + h_1 - (1 + \zeta)\frac{v^2 \sin.\beta^2}{2g \sin.(\beta - \alpha)^2}$$

berechnen. Ohne Rücksicht auf Nebenhindernisse ist

$$x = b + h_1 - \frac{h \sin.\beta}{2 \cos.\alpha \sin.(\beta - \alpha)},$$

und läßt man den Atmosphärendruck unbeachtet,

$$x = h_1 - \frac{h \sin.\beta}{2 \cos.\alpha \sin.(\beta - \alpha)}.$$

Es fällt $x = 0$, oder vielmehr dem äußeren Luftdrucke (b) gleich aus, wenn

$$h_1 = \frac{h \sin.\beta}{2 \cos.\alpha \sin.(\beta - \alpha)}$$

ist.

Der durch den unvollkommenen Anschluß herbeigeführte Wasserverlust hängt von der Differenz zwischen dem inneren Drucke (x) und dem äußeren Drucke an der Uebergangsstelle ab, und ist bei der Fontaine'schen Turbine ein anderer als bei der Jonval'schen Turbine. Damit das Wasser in zusammenhängenden Strömen zufließe, darf x nie gleich Null, muß also

$$b + h_1 > \frac{h \sin.\beta}{2 \cos.\alpha \sin.(\beta - \alpha)}$$

sein; damit sich ferner das Wasser nicht von der Grundfläche des Rades trenne, darf auch nicht $y =$ Null, es muß also

$$b - h_2 + z > 0,$$

d. i.

$$h_2 < b + z \quad \text{oder} \quad h_2 < b + \frac{1}{2g}\left(\frac{Q}{G}\right)^2,$$

also bei einem großen Inhalte der Ausflußöffnung G,

$$h_2 < b$$

sein. Es darf also hiernach die Höhe des Rades über der Oberfläche des Unterwassers nie die Wasserbarometerhöhe $b = 32{,}84$ Fuß erreichen.

Wenn bei der Jonval'schen Turbine das Reservoir hoch und eng ist, so daß sich das Betriebswasser mit einer nicht unbedeutenden Geschwindigkeit in demselben bewegt, so hat man noch einige Verluste in diesem Reservoir zu berücksichtigen, wie z. B. die Wasserreibung, den Krümmungswiderstand, den Stoß bei der plötzlichen Geschwindigkeitsveränderung u. s. w. Es ist aber rathsam, um alle diese Verluste möglichst unschädlich zu machen, dem Reservoir mehr Weite zu ertheilen, als dem Radraume.

§. 279 **Leistung der Fontaine-Henschel'schen Turbinen.** Die Leistung einer Fontaine-Henschel'schen Turbine läßt sich übrigens fast ganz wie die einer Fourneyron'schen Turbine und zwar dadurch ermitteln, daß

wir von der Totalleistung $Qh\gamma$ die den Nebenhindernissen entsprechenden mechanischen Arbeiten in Abzug bringen. Zunächst ist der Verlust in dem Leitschaufelapparate:

$$L_1 = \zeta \cdot \frac{c^2}{2g} Q\gamma,$$

und dann der in den Radcanälen:

$$L_2 = \zeta_1 \cdot \frac{c_2^2}{2g} Q\gamma,$$

ferner der Verlust, welcher der lebendigen Kraft des Wassers bei seinem Austritte aus dem Rade entspricht,

$$= \frac{w^2}{2g} Q\gamma = \frac{\left(2\,v\,sin.\frac{\delta}{2}\right)^2}{2g} Q\gamma.$$

Bei der Jonval'schen Turbine kommt hierzu noch der Arbeitsverlust, welcher der Erzeugung der Austrittsgeschwindigkeit w_1 durch den Schieber entspricht und

$$= \frac{w_1^2}{2g} Q\gamma = \frac{1}{2g} \cdot \frac{Q^3}{G^2} \gamma$$

zu setzen ist. Hiernach können wir also die ganze Radleistung

$$L = \left(h - (\zeta c^2 + \zeta_1 c_2^2 + w^2 + w_1^2) \cdot \frac{1}{2g}\right) Q\gamma$$

setzen, und nun auch leicht ermessen, daß dieser Verlust um so größer ausfällt, je größer der Austrittswinkel δ und je größer die Abflußgeschwindigkeit w_1, oder je kleiner die Austritts- oder Schützenmündung G ist. Bei völlig geöffneter Schütze und weitem Reservoir ist $w_1 = 0$ zu setzen. Man ersieht hieraus, daß auch bei der Turbine von Henschel der Wirkungsgrad um so mehr abnimmt, je kleiner das Aufschlagquantum oder je tiefer die Schützenstellung ist. Was die Fontaine'sche Turbine anlangt, so finden bei ihr in Beziehung auf die Schützenstellung dieselben Verhältnisse statt wie bei der Fourneyron'schen Turbine, denn es wird auch hier durch das Niederlassen der Schütze ein stoßweiser Eintritt des Wassers in das Rad und dadurch auch eine Krafttödtung herbeigeführt.

Aus Allem ist zu entnehmen, daß die Wirkungsgrade dieser Turbinen von Fontaine und Henschel nicht ansehnlich größer oder kleiner ausfallen können, als die der Fourneyron'schen Turbinen unter übrigens gleichen Umständen, was auch durch die weiter unten angeführten Versuche vollkommen bestätigt wird. Nach den Versuchen des Verfassers ist auch hier $\zeta = \zeta_1 = 0{,}075$ zu nehmen.

§. 280 **Anordnung der Fontaine-Henschel'schen Turbinen.** Wir haben nun noch die Hauptregeln zur Anordnung und Construction der Fontaine-Henschel'schen Turbinen anzugeben. Zuerst nimmt man die Radschaufelwinkel β und δ willkürlich an, den letzten möglichst klein, nämlich 15° bis 20°, den ersteren aber etwa 100° bis 120°. Aus β und δ folgt sogleich der Leitschaufelwinkel α, indem man zur Verhinderung eines stoßweisen Eintrittes setzt:

$$c_1 \sin.\beta = c_2 \sin.\delta = v \sin.\delta \text{ und } \frac{c_1}{v} = \frac{\sin.\alpha}{\sin.(\beta - \alpha)},$$

also durch Combination:

$$\frac{\sin.\alpha}{\sin.(\beta - \alpha)} = \frac{\sin.\delta}{\sin.\beta};$$

es folgt nämlich hiernach:

$$\frac{\sin.(\beta - \alpha)}{\sin.\alpha \sin.\beta} = \frac{1}{\sin.\delta},$$

oder:

$$1)\ cotg.\alpha = cotg.\beta + \frac{1}{\sin.\delta}.$$

Aus den Winkeln α und β ergiebt sich nun die mittlere Radgeschwindigkeit:

$$2)\ v = \sqrt{\frac{2gh}{2\frac{\sin.\beta \cos.\alpha}{\sin.(\beta - \alpha)} + \zeta\left(\frac{\sin.\beta}{\sin.(\beta - \alpha)}\right)^2 + \zeta_1}}.$$

und die Eintrittsgeschwindigkeit:

$$3)\ c = \frac{v \sin.\beta}{\sin.(\beta - \alpha)}.$$

Hieraus folgen ferner die Querschnitte

$$4)\ F = \frac{Q}{c} \text{ und}$$

$$5)\ F_2 = \frac{Q}{v}.$$

Die Radweite oder Schaufellänge e, in radialer Richtung gemessen, läßt man in einem schicklichen Verhältnisse $\nu = \frac{e}{r}$ zum mittleren Radhalbmesser r stehen. Bei kleinen Turbinen kann man $\nu = 0,4$, bei großen aber $\nu = 0,2$ annehmen. Ebenso ist für das Verhältniß $\lambda = \frac{e}{d}$ der Schaufellänge oder der Länge e der Ausmündungen zur Weite d derselben ein bestimmter Werth $= 2$ bis 4 zu setzen; ist daher n die Anzahl der Radschaufeln und s die Stärke derselben, so hat man nicht nur

$$F_2 = 2\pi r e \sin.\delta - nse = \frac{2\pi e^2}{v} \sin.\delta - nse,$$

sondern auch

$$F_2 = nde = \frac{ne^2}{\lambda},$$

und daher:

$$F_2 = \frac{2\pi e^2}{v} \sin.\delta - \frac{\lambda F_2 s}{e},$$

woraus nun die Schaufellänge

$$6)\ e = \sqrt{\frac{v F_2}{2\pi \sin.\delta}} \left(1 + \lambda s \sqrt{\frac{\pi \sin.\delta}{2 v F_2}}\right)$$

folgt und sich weiter die Mündungsweite

$$7)\ d = \frac{e}{\lambda},$$

der mittlere Radhalbmesser

$$8)\ r = \frac{e}{v},$$

und die Anzahl der Radschaufeln

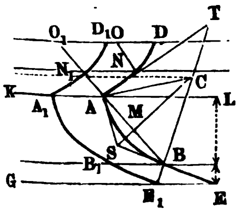
$$9)\ n = \frac{F_2}{de} = \frac{\lambda F_2}{e^2}$$

ergiebt.

Die Anzahl n_1 der Leitschaufeln nimmt man gleich oder höchstens um ein Viertel kleiner als die der Radschaufeln, und die Radhöhe a macht man ungefähr der Radweite oder Schaufellänge gleich.

Schaufelconstruction. Die Schaufeln bilden windschiefe Flächen, deren Erzeugungslinie auf der einen Seite rechtwinkelig durch die Radaxe und auf der anderen Seite durch eine Leitlinie geht, welche man sich auf einen mit dem mittleren Radhalbmesser r beschriebenen Cylindermantel verzeichnet denken kann. Da nun durch Abwickelung eines Cylindermantels auf eine Ebene ein Rechteck entsteht, so kann man Linien in dieses verzeichnen, welche beim Wiederaufwickeln des Rechteckes auf den Cylinder als Leitlinien für die Schaufelflächen dienen können. Diese abgewickelten Leitlinien §. 281

Fig. 516.



lassen sich am besten aus geraden Linien und Kreisbögen zusammensetzen. Ist LK, Fig. 516, der abgewickelte Kreis, in welchem das Rad und der Leitschaufelapparat sich berühren, so findet man die Linie AND für die Leitschaufel, wenn man

$$AA_1 = \frac{2\pi r}{n}$$

absticht, und AN, $A_1N_1 \ldots$ so zieht, daß der

Neigungswinkel $NAL = N_1 A_1 L \ldots = \alpha$ ausfällt; wenn man ferner $A\,O_1$ winkelrecht gegen $A_1 N_1$ fällt und nun aus dem Durchschnitte O_1 dieser Normale $A\,O_1$ mit einer den Leitschaufelapparat oben begrenzenden Parallelen zu KL einen Kreisbogen $N_1 D_1$, und auf gleiche Weise aus einem anderen Punkte O den Bogen ND u. s. w. beschreibt; AND, $A_1 N_1 D_1$ u. s. w. sind nun die abgewickelten Leitlinien von den Leitschaufeln. Um nun die Leitlinien für die Radschaufeln zu finden, ziehen wir im Abstande $EL =$ der Radhöhe a die Gerade EG parallel zu KL, machen

Fig. 517.

$$EE_1 = \frac{2\pi r}{n},$$

und legen die Geraden EB, $E_1 B_1$ u. s. w. so, daß die Winkel $BEG = B_1 E_1 G$ dem Austrittswinkel δ gleich werden; ferner fälle man die $E_1 B$ perpendicular auf BE und lege AB so an, daß der Winkel

$$ABC = ASC = \frac{\beta + \delta}{2}$$

wird; errichtet man endlich in der Mitte M der Linie AB das Perpendikel MC, so schneidet dieses von BT das Centrum C des Bogens AB ab, welcher das obere Stück von der abgewickelten Leitlinie einer Radschaufel ausmacht, während die Gerade BE den unteren Theil derselben bildet.

Man sieht leicht ein, daß bei dieser Construction der Leit- und Radschaufeln das Wasser ohne Contraction, und zwar mit den Querschnitten AN_1 und BE_1 aus dem Leitschaufelapparate und aus dem Rade austritt.

Beispiel. Es ist die Anordnung und Berechnung einer Henschel'schen Turbine zu vollziehen, welcher ein Aufschlagquantum Q von 8 Cubikfuß pr. Secunde bei einem Gefälle h von 12 Fuß zu Gebote steht. Nehmen wir $\delta = 15^0$, und $\beta = 110^0$ an, so erhalten wir:

$$cotg.\,\alpha = cotg.\,\beta + \frac{1}{sin.\,\delta} = -\,cotg.\,70^0 + \frac{1}{sin.\,15^0}$$
$$= -\,0{,}3640 + 3{,}8637 = 3{,}4997,$$

hiernach ist

1) $\alpha = 15^0\,57'$,

also nahe 16^0 zu machen. Setzen wir nun $\zeta = \zeta_1 = 0{,}08$, so finden wir die vortheilhafteste Radgeschwindigkeit im Theilkreise:

$$2)\ v = \sqrt{\frac{2gh}{2\frac{sin.\,\beta\, cos.\,\alpha}{sin.\,(\beta - \alpha)} + \zeta\left(\frac{sin.\,\beta}{sin.\,\beta - \alpha}\right)^2 + \zeta_1}}$$

$$= \frac{7{,}906\sqrt{12}}{\sqrt{\frac{2\, sin.\, 110^0\, cos.\, 16^0}{sin.\, 94^0} + 0{,}08\left[1 + \left(\frac{sin.\, 110^0}{sin.\, 94^0}\right)^2\right]}}$$

$$= \frac{7{,}906\sqrt{12}}{\sqrt{1{,}8110 + 0{,}1510}} = \frac{7{,}906\sqrt{12}}{\sqrt{1{,}9620}} = 19{,}55 \text{ Fuß},$$

und hieraus wieder die entsprechende Eintrittsgeschwindigkeit des Wassers:

$$3)\ c = \frac{v\, sin.\,\beta}{sin.\,(\beta - \alpha)} = \frac{19{,}55\, sin.\, 110^0}{sin.\, 94^0} = 18{,}415 \text{ Fuß}.$$

Aus diesen Geschwindigkeiten berechnen sich die Querschnitte der Ausmündungen:

$$4)\ F = \frac{Q}{c} = \frac{8}{18{,}415} = 0{,}4344 \text{ Quadratfuß und}$$

$$5)\ F_2 = \frac{Q}{v} = \frac{8}{19{,}55} = 0{,}4092 \text{ Quadratfuß}.$$

Nimmt man nun das Verhältniß $\nu = \frac{e}{r} = 0{,}3$ und das Dimensionsverhältniß $\lambda = \frac{e}{d} \doteq 3{,}5$ an, und setzt man die Schaufelstärke $s = 0{,}02$ Fuß, so erhält man die nöthige Radweite oder Schaufellänge:

$$6)\ e = \sqrt{\frac{\nu F_2}{2\pi\, sin.\,\delta}}\left(1 + \lambda s\sqrt{\frac{\pi\, sin.\,\delta}{2\nu F_2}}\right)$$

$$= 0{,}2748\,.\,1{,}1274 = 0{,}310 \text{ Fuß},$$

ferner die Mündungsweite:

$$7)\ d = \frac{e}{\lambda} = \frac{0{,}310}{3{,}5} = 0{,}08855 \text{ Fuß},$$

den mittleren Radhalbmesser:

$$8)\ r = \frac{e}{\nu} = \frac{0{,}310}{0{,}3} = 1{,}033 \text{ Fuß},$$

und die Radschaufelanzahl:

$$9)\ n = \frac{F_2}{de} = \frac{0{,}4092}{0{,}310\,.\,0{,}08855} = \frac{40{,}92}{2{,}7} = 15{,}1\ldots,$$

wofür 16 anzunehmen sein möchte. Die Anzahl der Leitschaufeln kann eben so groß sein. Die Höhe des Rades ist $b = e = 0{,}310$ Fuß und die Weite des Saugrohres ist nur wenige Zoll über $2r = 2{,}066$ Fuß, etwa 2,25 Fuß zu machen.

Die absolute Geschwindigkeit des aus dem Rade tretenden Wassers ist

$$w = 2v\, sin.\,\frac{\delta}{2} = 2\,.\,19{,}55\, sin.\, 7^1/_2{}^0 = 5{,}104 \text{ Fuß}.$$

und die Geschwindigkeit des Wassers in der Saugröhre, da der Querschnitt derselben $= \frac{2{,}25^2\,.\,\pi}{4} = 3{,}976$ Quadratfuß beträgt,

$$w_1 = \frac{Q}{3{,}976} = \frac{8}{3{,}976} = 2{,}012 \text{ Fuß}.$$

Es ist folglich die zu erwartende effective Radleistung:

$$L = \left(h - [\zeta\,(c^2 + v^2) + w^2 + w_1^2] \cdot \frac{1}{2g}\right) Q\gamma$$
$$= (12 - 0{,}016\,.\,[0{,}08\,(18{,}415^2 + 19{,}55^2) + 5{,}104^2 + 2{,}012^2])\,8\,.\,61{,}75$$
$$= (12 - 0{,}016\,[0{,}08\,(339 + 382) + 26{,}05 + 4{,}05])\,.\,494$$
$$= [12 - 0{,}016\,(57{,}7 + 30{,}10)]\,.\,494 = (12 - 1{,}405)\,.\,494$$
$$= 5234 \text{ Fußpfund.}$$

Durch die Zapfenreibung und durch die hydraulischen Hindernisse im Saugrohre kann diese Leistung bis auf 4800 Fußpfund = 10 Pferdekräfte herabgezogen werden. Der entsprechende Wirkungsgrad ist dann

$$\eta = \frac{4800}{8\,.\,12\,.\,61{,}75} = \frac{4800}{5928} = 0{,}80.$$

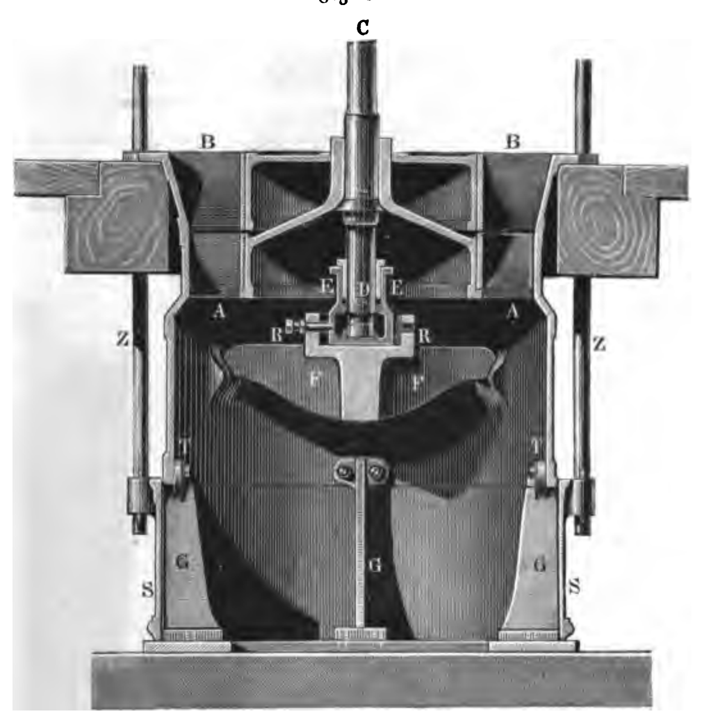
Wenn bei einem kleineren Aufschlag die Schütze oder Klappe im Saugrohr gestellt wird, so fällt natürlich diese Leistung noch kleiner aus.

§. 283 **Regulirungsmittel der Henschel'schen Turbinen.** Zum Reguliren des Aufschlages einer Jonval'schen Turbine hat man in neuerer Zeit statt der Schütze noch mehrfache Mittel angewendet, namentlich hat man hierzu im Saugrohre eine Drehklappe (s. Bd. I, §. 444) oder am Fuße desselben eine Röhren- oder eine sogenannte Perspectivschütze angebracht. Die letztere besteht im Wesentlichen aus einer kurzen Röhre *SS*, Fig. 518, welche an das untere Ende *TT* der Saugröhre anschließt und das Gestelle *GG* der letzten umgiebt, so daß sie mittels der Zugstangen *Z, Z* senkrecht emporgezogen und die ringförmige Abflußöffnung unter derselben nach Bedürfniß größer oder kleiner gemacht werden kann. Die in der Figur abgebildete Turbine (nach Reichenbach in Augsburg) zeichnet sich noch durch die Lagerung des Zapfens *D* aus. Wie man sieht, ruht derselbe in einem Gehäuse *EE*, welches sich mittels Schrauben *R, R* auf einem festen Gestelle *FF* centrisch einstellen läßt, und bei welchem der Zutritt des Wassers zu den Reibungsflächen durch eine Stopfbüchse verhindert wird.

Bei anderen Turbinen desselben Systemes (franz. turbines en dessus) regulirt man den Zufluß des Wassers durch Verengung oder partielle Verschließung des Leitschaufelapparates, ähnlich wie bei Turbinen von Fontaine in Fig. 512, III. Hierher gehören unter anderen die Turbinen von Cheneval und die von Girard (s. Le Génie industrielle, Tome XII und XIII). Bei den ersteren hat jede Leitschaufel eine verticale Schütze, welche sich durch einen Hebel und mittels Daumen, Räderwerke u. s. w. auf- oder niederstellen läßt; bei den Turbinen von Girard lassen sich je drei Turbinencanäle durch einen horizontalen Schieber bedecken, welcher durch Hebel und mittels eines Räderwerkes u. s. w. bewegt wird. Beide Turbinen haben eine von oben nach unten zu zunehmende Radweite, und lassen daher einen kleineren Austrittswinkel δ zu als die cylindrischen Turbinen (§. 275).

Bei den Turbinen von Girard ist jedoch diese Erweiterung (franz. évasement) so groß, daß sich ein voller Ausfluß nicht erwarten läßt, um so mehr,

Fig. 518.



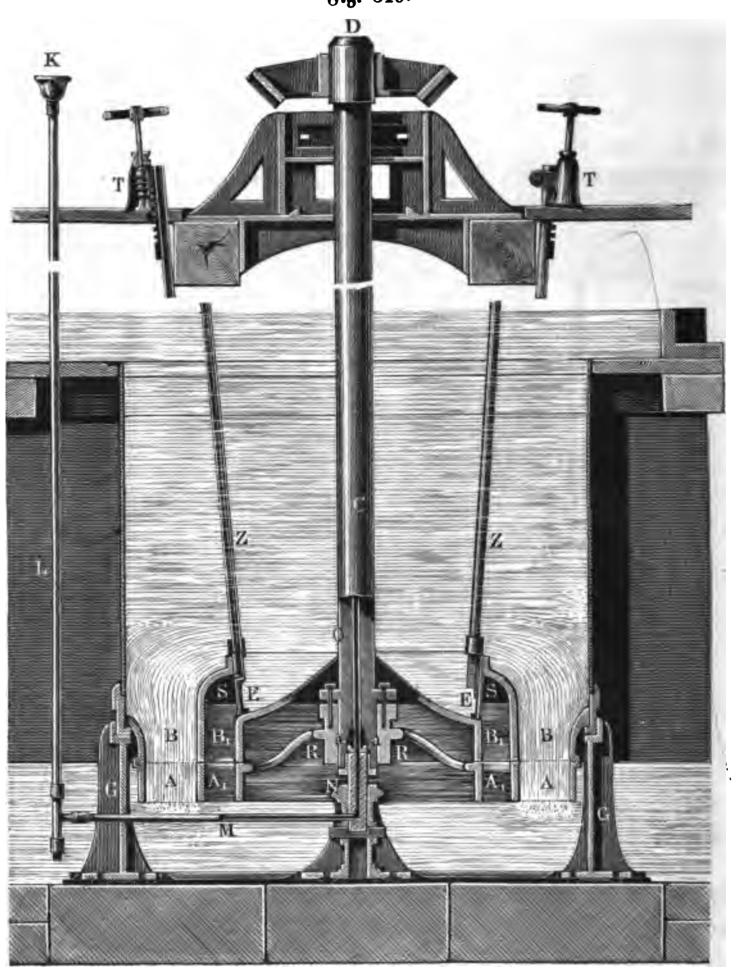
da diese Turbinen hydropneumatisirt sind und folglich in der comprimirten Luft umlaufen.

Die angeführten Regulirungsapparate haben den großen Mangel, daß sie nur durch einen Verlust an lebendiger Kraft in Wirksamkeit treten können (vergl. §. 258); vollkommener läßt sich aber derselbe Zweck erreichen, wenn man das ganze Rad sammt Leitschaufelapparat durch cylindrische Zwischenwände in Kammern abtheilt, und die eine oder die andere dieser Kammern von oben verschließt, wobei man ganz dasselbe erreicht wie bei den Fourneyron'schen Turbinen mit Etagen.

Eine solche Turbine mit zwei Abtheilungen ist in Fig. 519 (a. f. S.) abgebildet. Es ist AA die äußere und $A_1 A_1$ die innere Radkammer, sowie BB die äußere und $B_1 B_1$ die innere Abtheilung des Leitschaufelapparates. Während das hier von einem Mantel umgebene Rad durch die Arme $A_1 R, A_1 R$ und durch die Hülse RR mit der stehenden Welle CD verbunden ist, ruht der

ganze Leitschaufelapparat auf dem Gestelle GG auf. Die Scheidewand des Leitschaufelapparates ist oben nach innen gebogen, und daher die innere Ab-

Fig. 519.



theilung des letzteren nur durch eine ringförmige Seitenöffnung EE zugänglich. Diese Oeffnung läßt sich durch Schieber S, S, wovon je einer über 1, 2 bis 3 Leitschaufelcanäle weggreift, beliebig verschließen, und es dienen hierzu die Zugstangen Z, Z. Die letzteren sind hohl, communiciren oben mit der freien Luft und unten mit dem oberen Raume im Leitschaufelapparate, um bei geschlossenen Schiebern das Aufsteigen des Wassers in der

inneren Radabtheilung zu verhindern. Das Aufziehen und Niederlassen dieser Stangen erfolgt durch Schrauben ohne Enden $T, T \ldots$ Das Schmieröl wird dem Zapfen N der Turbine durch ein Rohr KLM zugeführt, steigt in einer dünnen Bohrung senkrecht im Zapfen bis zu den Reibungsflächen empor, und fließt durch eine senkrechte Bohrung in der stehenden Welle CD ab. Damit sich die Zapfen dieser Turbinen in ihren Lagern nicht klemmen, giebt man den letzteren zuweilen ein Kugelgelenk, oder zwei sich rechtwinkelig kreuzende Cylindergelenke, wie z. B. hier aa vor Augen führt.

Versuche an der Fontaine'schen Turbine. Ueber die Leistungen der Turbinen von Fontaine und von Jonval hat man in der neueren Zeit sehr zuverlässige Versuche angestellt (s. Comptes rendus de l'Académie des Sciences à Paris, Bd. XXII und XXIII, 1846, oder polytechn. Centralblatt, Bd. VIII, 1846). Versuche mit der Fontaine'schen Turbine sind aber auch schon früher von den Civilingenieuren Alcan und Grouvelle ausgeführt worden (s. Bulletin de la Société d'encouragement, Bd. XLIV oder polytechn. Centralblatt, Bd. VI). Diese Versuche führen darauf, daß auch bei den Fontaine'schen Turbinen (wie bei den Fourneyron'schen) der größte Wirkungsgrad bei dem höchsten Schützenstande eintritt, und daß die Leistung bei veränderter Druckhöhe weniger abnimmt, als bei verändertem Aufschlagquantum. Die Turbine zu Badeney bei Chalons sur Marne, deren Leistung von Alcan und Grouvelle ermittelt wurde, hatte 1,6 Meter äußeren Durchmesser und 0,12 Meter Höhe, das Gefälle derselben betrug circa 1,7 Meter, ihr Aufschlagquantum 420 Liter und ihre Nutzleistung circa 8 Pferdekräfte. Als Hauptresultat dieser Versuche hat sich herausgestellt, daß bei einer Umdrehungszahl u von 30 bis 50, der mittlere Wirkungsgrad 0,67 war. Eine, allerdings schon mehrere Jahre im Gange befindliche Fourneyron'sche Turbine gab fast unter denselben Verhältnissen, η nur $= 0{,}60$. §. 284

Morin stellte seine Versuche an einer in der Pulvermühle zu Bouchet befindlichen Turbine an. Das Versuchsrad hatte 1,2 Meter mittleren Durchmesser und 0,25 Meter Weite, es war mit 24 Leit- und 48 Radschaufeln ausgerüstet und hatte circa $1^1/_2$ Meter Gefälle bei 0,25 Cubikmeter Aufschlag. Es wurden an demselben Versuche bei 2, 3 und 4 Centimeter Schützenzug angestellt und folgende Hauptresultate erlangt. War die Schütze ganz aufgezogen und die Zahl der Umdrehungen pr. Minute $= 45$, so fiel der Wirkungsgrad am größten, und zwar 0,69 bis 0,70 aus, bei niedrigeren Schützenstellungen aber, wo der Aufschlag um $^1/_4$ kleiner war, ergab sich $\eta = 0{,}57$. Der Wirkungsgrad veränderte sich mit der Geschwindigkeit des Rades nur wenig; denn bei 35 Umdrehungen war er noch 0,64 und bei 55 noch 0,66. Es hat sich überhaupt, und nament-

lich auch noch bei einigen mit 1 Meter Gefälle angestellten Versuchen ergeben, daß die Abweichung von der vortheilhaftesten Geschwindigkeit $^1/_4$ derselben betragen kann, ohne daß der Wirkungsgrad über 4 bis 6 Proc. kleiner wird. Ueberdies ergab sich, daß die größte Kraft, bei welcher das Rad anfing, unregelmäßig zu gehen, beinahe $1^1/_2$ mal so groß war, als die bei der Maximalleistung ausgeübte Kraft. Bei den Versuchen ging das Rad wenige Centimeter unter Wasser. Aus diesen Resultaten läßt sich entnehmen, daß die Turbine von Fontaine den vorzüglichen hydraulischen Kraftmaschinen beizuzählen ist. Ein besonderer Vorzug dieses Rades besteht überdies noch darin, daß dessen Zapfen ganz außerhalb des Wassers steht. Derselbe Zweck wird jedoch auch durch die graissage atmosphérique von Decker und Laurent erreicht, wo der untere Theil der Turbinenwelle mit einer Taucherglocke, die mit der Welle umläuft, umgeben ist. Die von dieser Glocke umschlossene Luft schützt hier den Zapfen gegen den Zutritt des Wassers und wird durch eine kleine Luftpumpe immer in der nöthigen Spannung erhalten.

§. 285 **Versuche an der Jonval'schen Turbine.** Die Versuche über die Leistungen der Jonval'schen Turbinen sind nicht minder günstig ausgefallen, als die der Fontaine'schen Turbinen. Die Patentinhaber der Jonval'schen Turbine, Andrée Köchlin und Comp., haben die Ergebnisse der Versuche an zwei Rädern aus ihrer Werkstatt im Bulletin de la Société industr. de Mulhouse, 1845 (s. Dingler's polytechn. Journal, Bd. 94, 1844) bekannt gemacht; wir theilen hiervon jedoch nur Folgendes mit. Eine Turbine von 0,95 Meter Durchmesser, 0,20 Meter Höhe, welche sich 0,80 Meter unter dem Spiegel des Oberwassers befand, übrigens aber ein Gefälle von 1,7 Meter und einen Aufschlag von 550 Liter pr. Secunde benutzte, gab bei 73 bis 95 Umdrehungen pr. Minute, 0,75 bis 0,90 Wirkungsgrad. Mit Recht hält Morin diese Werthe für zu groß, und glaubt an denselben wegen einer unrichtigen Bestimmung der Aufschlagmengen, Correctionen anbringen zu müssen, welche dieselben auf 0,63 bis 0,71 zurückführen.

Morin selbst machte Versuche an einer Turbine von 0,810 Meter äußerem Durchmesser, 0,120 Meter innerer Weite und 18 Schaufeln, welche bei 1,7 Meter Gefälle mit 200 bis 300 Liter Aufschlag pr. Secunde arbeitete. Im Ganzen gelangte Morin zu folgenden Resultaten: im Normalzustande, bei ungehindertem Ein- und Austritte des Wassers, war die Umdrehungszahl des Rades pr. Minute circa 90 und der Wirkungsgrad 0,72. Wurden Verengungsstücke auf das Rad aufgesetzt, so fiel der Wirkungsgrad nur dann viel kleiner (0,63) aus, wenn dieselben den Querschnitt der Eintrittsmündungen in das Rad bedeutend verengten. Der Wirkungsgrad veränderte sich nicht ansehnlich, wenn die Geschwindigkeit um $^1/_4$ größer oder

kleiner war, als bei dem Normalumgange des Rades. Durch das Tieferstellen der Schütze wurde der Wirkungsgrad ansehnlich kleiner, woraus folgt, daß dieselbe ein sehr unvollkommener Regulator des Rades ist. Wurde z. B. durch die Schütze der Querschnitt des abfließenden Wassers auf 0,4 des Werthes beim Normalzustande zurückgeführt, so ergab sich η höchstens $= 0,625$.

Auch Redtenbacher theilt einige Versuche an einer Jonval'schen Turbine mit, und findet den höchsten Wirkungsgrad bei völlig geöffneter Schütze und ohne Bedeckung des Rades durch Blechsectoren, $= 0,62$. Zugleich hat er, wie bei den Fourneyron'schen Turbinen, gefunden, daß das Rad leer ungefähr zweimal so viel Umdrehungen macht, als im Normalzustande bei Verrichtung der Maximalleistung.

Ausgedehnte Versuche über die Wirkung dreier Köchlin-Jonval'schen Turbinen sind von den Herren Hülsse, Bornemann und Brückmann in Vereinigung mit dem Verfasser in der Fischer'schen Papierfabrik zu Bautzen angestellt und von Herrn Brückmann im polytechn. Centralblatt, 1849, Lieferung Nr. 17 beschrieben worden. §. 286

Das größere dieser Räder hatte einen äußeren Durchmesser von 1,4 Meter, und eine Radweite von $\frac{1}{6} . 1,4 = 0,233$ Meter; sein Kranz lag ungefähr 2,3 Meter unter dem Oberwasserspiegel, während das ganze Gefälle im Mittel 4,28 Meter betrug. Die Anzahl der Radschaufeln war 18, und die der Leitschaufeln 24. Die Versuche mit einem unmittelbar auf die Turbinenwelle aufgesetzten Bremsdynamometer gaben bei dem Aufschlag von 0,672 Cubikmeter pr. Secunde und bei 80 bis 100 Umdrehungen pr. Minute, eine Leistung von circa 2115 Meter-Kilogramm, welche dem Wirkungsgrade 0,745 entspricht. Da die Reibung des 850 Kilogramm schweren Rades auf der Basis des 8,98 Centimeter starken Zapfens noch 234 Meter-Kilogramm Arbeit verzehrte, so ist die Leistung des Wassers im Rade 2349 Meter-Kilogramm, während das Arbeitsvermögen des Wassers $672 . 4,28 = 2876$ Meter-Kilogramm betrug, und daher der hydraulische Wirkungsgrad des Rades:

$$\eta = \frac{2349}{2876} = 0,815.$$

Das mittlere Rad hatte 0,963 Meter äußeren und $\frac{2}{3} . 0,963 = 0,642$ Meter inneren Durchmesser, und die Schaufelzahl desselben betrug 18, dagegen die des Leitschaufelapparates 20. Die dynamometrischen Versuche an diesem Rade gaben bei einem Gefälle von 4,42 Meter, einen Aufschlag von 0,370 Cubikmeter pr. Secunde, und bei einer Umdrehungszahl von 115 bis 145, eine effective Leistung von 1289 Meter-Kilogramm, und hier-

nach einen Wirkungsgrad von $\frac{1289}{1635} = 0,8$, der nach Hinzurechnung der Reibung des 493 Kilogramm schweren Rades auf der 7,62 Centimeter breiten Zapfenbasis, auf 0,82 steigt.

Das kleine Rad hatte endlich 0,612 äußeren und 0,393 inneren Durchmesser, und seine Schaufelanzahl betrug, wie die des Zuleitungsapparates, nur 12. Es lag dasselbe nur 1,4 Meter unter dem Oberwasserspiegel, während das ganze Gefälle 4,513 Meter maß. Bei 0,197 Cubikmeter Aufschlag pr. Secunde und einer Umdrehungszahl von 180 bis 220 pr. Minute gab dieses Rad noch den Wirkungsgrad 0,70, welcher sich durch Hinzurechnen der Reibung des 229 Kilogramm schweren Rades an der Basis seines 6,35 Centimeter dicken Zapfens, auf 0,715 steigert.

Nicht minder günstig sind die Ergebnisse der dynamometrischen Versuche ausgefallen, welche Herr Brückmann an einer Köchlin-Jonval'schen Turbine in der Spinnerei des Herrn Mattausch zu Franzensthal in Böhmen angestellt, und welche derselbe ebenfalls im polytechn. Centralblatt, und zwar im Jahrgang 1849, Lieferung 22, veröffentlicht hat. Diese Maschine ist, wie auch die vorigen, aus der Fabrik von Escher, Wyß und Comp. in Zürich hervorgegangen. Das Rad hatte 20 Schaufeln, einen äußeren Durchmesser von 4 Fuß 6½ Zoll engl. und einen Schaufelkranz von 9 Zoll Höhe und 9¼ Zoll Breite. Der sich nach oben etwas erweiternde Leitschaufelapparat hatte nur 15 Schaufeln und seine Höhe betrug ebenfalls 9 Zoll. Die Kranzfläche des Rades lag 1,4 Meter unter dem Oberwasserspiegel, das ganze Gefälle betrug 3 bis 3,1 Meter und der Aufschlag 0,966 bis 1,22 Cubikmeter pr. Secunde. Statt einer Regulirungsklappe war eine bei den Versuchen stets offene Perspectivschütze am Fuße der Saugröhre angebracht, außerdem waren auch noch Deckel vorhanden, wodurch mehrere Einmündungen des Leitschaufelapparates sich zuschließen ließen. Die Versuche des Herrn Brückmann haben auf Folgendes geführt. Bei völlig geöffnetem Leitschaufelapparat und 81 bis 91 Umdrehungen des Rades pr. Minute war die Leistung dieser Turbine 38 Pferdekräfte, welchen der Wirkungsgrad 0,78 entspricht; waren aber drei von den 15 Leitschaufelcanälen bedeckt, so sank der Wirkungsgrad auf 0,75, und waren fünf dieser Canäle bedeckt, so fiel der Wirkungsgrad gar auf 0,65.

§. 287 **Neuere Versuche an einer Fontaine'schen Turbine.** Gründliche dynamometrische Versuche an einer Fontaine'schen Turbine mit zwei Abtheilungen (Fig. 519), hervorgegangen aus der rühmlichst bekannten Fabrik von Escher, Wyß u. Comp. in Zürich, sind 1852 von den Herren Professoren Hülße und Brückmann angestellt worden. Die geprüfte Turbine war eine Umtriebsmaschine in der Papierfabrik des Herrn Grimm &c.

zu Doberschau bei Bautzen. Das Gefälle derselben betrug $16\frac{1}{2}$ Fuß (engl.) und das normale Aufschlagquantum $16\frac{3}{4}$ Cubikfuß pr. Secunde. Das Aufschlagwasser trat aus dem Aufschlaggraben zuerst in einen Einfallkasten von ungefähr 7 Fuß Seitenlänge und 8 Fuß Tiefe, und von da in ein Einfallrohr aus Eisenblech von $4\frac{2}{3}$ Fuß Weite; das letztere führte es in den unten anstoßenden, aus zwei concentrischen Schaufelkränzen bestehenden Leitschaufelapparat, und aus diesem strömte es in einer schrägen Richtung in das unmittelbar darunter stehende zweitheilige Turbinenrad. Der Unterwasserspiegel schwankte zwischen dem Niveau der oberen und dem der unteren Grundfläche des Leitschaufelapparates; es ist folglich diese Maschine eine unter Wasser gehende Fontaine'sche Turbine. Der mittlere Durchmesser der äußeren Radabtheilung betrug 3 Fuß $10\frac{1}{4}$ Zoll und die Weite derselben 2,9 Zoll, ferner der mittlere Durchmesser der inneren Radabtheilung maß 3 Fuß 0,85 Zoll und die Weite derselben 4 Zoll. Die Höhe des Rades betrug $6\frac{1}{2}$ Zoll, der Abstand des Rades vom Leitschaufelapparate $\frac{1}{4}$ Zoll und die Dicke des gußeisernen Zwischenkranzes $1\frac{1}{4}$ Zoll. Die Höhe der Leitschaufelringe maß 6,1 Zoll, die obere Weite des äußeren Ringes $4\frac{1}{4}$ Zoll, und die untere $5\frac{3}{4}$ Zoll. Die Anzahl der Schaufeln des Rades und des Leitschaufelapparates war 24. Die Regulirung der Beaufschlagung der Maschine konnte in der Art erfolgen, daß

1) beide Radabtheilungen vollständig,
2) nur die äußere Radabtheilung vollständig geöffnet,
3) die letztere vollständig und die innere Abtheilung theilweise geschlossen blieb.

Zum Verschließen des inneren Leitschaufelringes dienten eiserne Deckel in Gestalt von Ringstücken. Je zwei dieser Deckel lagen einander gegenüber, und deckten entweder je eine, je zwei, je drei, oder je vier Zellen des Leitschaufelapparates.

Die Turbinenwelle hatte einen Durchmesser von 6 Zoll und ein Gewicht von 1482 Pfund Zollgewicht; sie enthielt unten eine messingene Spurplatte, womit sie auf einem oben abgerundeten feststehenden Gußstahlzapfen von $3\frac{1}{2}$ Zoll Durchmesser lief.

Die Umdrehungskraft wurde durch ein Bremsdynamometer von $6\frac{1}{3}$ Fuß Armlänge, und die Aufschlagmenge durch einen Ueberfall von 8 Fuß Breite gemessen. Die Ergebnisse der an dieser Turbine angestellten Versuche sind, kurz zusammengefaßt, folgende:

1) Bei Beaufschlagung der äußeren Radabtheilung war das mittlere Gefälle:

$$h = 4,93 \text{ Meter},$$

das mittlere Aufschlagquantum:

$$Q = 0,255 \text{ Cubikmeter},$$

die Umdrehungszahl pr. Minute:

$$u = 60 \text{ bis } 82,$$

und der Wirkungsgrad:

$$\eta = 0{,}573 \text{ bis } 0{,}613.$$

2) Bei vollständiger Beaufschlagung von beiden Radabtheilungen war

$h = 4{,}45$ Meter, $Q = 0{,}485$ Cubikmeter,
$u = 76,\quad \eta = 0{,}652,$
$u = 103,\quad \eta = 0{,}755,$
$u = 119,\quad \eta = 0{,}713.$

3) Beim Verschluß von der Hälfte (12 Zellen) des inneren Leitschaufelapparates:

$h = 4{,}51$ Meter, $Q = 0{,}359$ Cubikmeter,
$u = 69{,}5,\quad \eta = 0{,}649,$
$u = 86,\quad \eta = 0{,}677,$
$u = 100{,}3,\quad \eta = 0{,}657.$

4) Beim Verschluß von Dreiviertel (18 Zellen) des inneren Leitschaufelapparates:

$h = 4{,}57$ Meter, $Q = 0{,}300$ Cubikmeter,
$u = 57$ bis $87^1/_2$, $\eta = 0{,}576$ bis $0{,}640$.

Wie auch aus theoretischen Gründen folgt, ist der Wirkungsgrad der Turbine bei vollständiger Beaufschlagung beider Radabtheilungen ein Maximum, und es fällt derselbe um so kleiner aus, je mehr Zellen des inneren Leitschaufelapparates bedeckt sind (s. polytechnisches Centralblatt, Jahrgang 1852, Lieferung 14).

Versuche über die Fontaine'schen Turbinen mit Hydropneumatisation u. s. w. nach Girard, sind an einem solchen Rade in der Papierfabrik zu Egreville von den Herren Girard, Dufay, Callon u. s. w. im Jahre 1851 angestellt worden (s. Comptes rendues etc. de l'Académie des Sciences à Paris, T. 33). Diesen Versuchen zufolge, hat eine solche Turbine bei einem Gefälle $h = 1{,}65$ bis $1{,}69$ Meter, einem Aufschlagquantum $Q = 1{,}75$ bis $2{,}22$ Cubikmeter pr. Secunde, einer Umdrehungszahl $u = 20$ bis 24 und einer Nutzleistung von 27 bis 38 Pferdekräften einen Wirkungsgrad von 0,69 bis 0,76. Spätere Versuche an einer solchen Turbine in der Spinnerei zu Haudrecy, wobei $h = 1{,}66 \div 1{,}78$ Meter, $Q = 0{,}54$ bis $1{,}09$ Cubikmeter und $u = 23$ bis 27 war, gaben $\eta = 0{,}70$ bis $0{,}84$, oder im Mittel $\eta = 0{,}75$ (s. Le Génie industrielle, Mars 1855).

Versuche, welche im Conservatoire des arts et métiers zu Paris mit einer kleinen Turbine derselben Art angestellt worden sind, haben auf den Wirkungsgrad $\eta = 0{,}61$ bis $0{,}76$ geführt (s. Le Génie industrielle, Tome XII, 1856).

Vergleichung der Turbinen unter einander. Vergleichen wir §. 288
die Fontaine-Jonval'schen Turbinen mit den Fourneyron'schen Turbinen, so finden wir allerdings, daß sie in einigen Beziehungen den letzteren vorzuziehen sind, in anderen Beziehungen aber denselben nachstehen. Zunächst hat eine Turbine von Fontaine u. s. w. den Vorzug vor einer Fourneyron'schen Turbine, daß bei ihr das Wasser bei seinem Eintritte in den Leitschaufelapparat von seiner anfänglichen Bewegung nicht so viel abgelenkt wird, als bei einer Fourneyron'schen Turbine; daß daher auch, wenn die Eintrittsgeschwindigkeit eine und dieselbe ist, bei jener Turbine ein kleinerer Eintrittswiderstand stattfindet, als bei dieser Turbine; oder daß bei jenem Rade eine größere Eintrittsgeschwindigkeit angewendet werden kann, als bei diesem, und also auch jenes Rad kleiner gemacht werden kann, als dieses. Dann besitzt diese Turbine auch noch den Vorzug, daß ihre Leitschaufeln das Wasser mehr in parallelen Fäden einführen, als bei den Fourneyron'schen Turbinen, wo eine Divergenz der in das Rad eintretenden Strahlen unvermeidlich ist.

Auf der anderen Seite bieten aber auch die alten oder Fourneyron'schen Turbinen ihre Vorzüge dar. Erstens besteht ihr Zapfendruck fast nur in dem Gewichte des armirten Rades, während er bei den neueren Turbinen außerdem noch aus einem Wasserdrucke besteht, der mit der Umdrehungskraft wächst. Es ist also hier unter übrigens gleichen Umständen eine größere Zapfenreibung zu erwarten, als dort. Zweitens, bei den Fourneyron'schen Turbinen bewegen sich die Wassertheilchen neben einander mit gleicher Umdrehungsgeschwindigkeit, bei den Fontaine-Jonval'schen Turbinen hingegen haben die neben einander niederfließenden Wasserelemente sehr ungleiche Umlaufsgeschwindigkeiten, die äußeren größere und die inneren kleinere. Es erwächst aber hieraus bei diesen Rädern ein wenn auch nur kleiner Stoß beim Eintritte des Wassers in das Rad, eine größere Reibung des Wassers in den Radcanälen und vorzüglich noch eine gewisse Unregelmäßigkeit in der Bewegung des durch das Rad strömenden Wassers, indem die Centrifugalkraft dasselbe nach außen treibt. Endlich besteht ein Vorzug der älteren Turbinen noch in der leichteren Herstellung des Leit- und Radschaufelapparates.

Anmerkungen. 1. Sehr geeignet sind noch die Fontaine'schen Turbinen zur Benutzung der Ebbe- und Fluthkraft. Stellt man ein solches Rad in einen in das Meer ausmündenden Canal und sperrt man durch zwei Schutzbretter auf der einen Seite den unteren und auf der anderen Seite den oberen Theil des Rades ab, so ist das auf der einen Seite höher stehende Wasser gezwungen, durch das Rad hindurchzugehen und dasselbe in Umdrehung zu setzen. Bei dem Umsetzen aus der Fluth in Ebbe, oder umgekehrt aus der Ebbe in Fluth, ist natürlich die Schützenstellung umzukehren.

2. Zu den Vorzügen der Jonval'schen Turbinen rechnet man noch den Um-

stand, daß man dieselben beliebig (natürlich noch nicht 32,84 Fuß) über das Unterwasser stellen kann, ohne einen namhaften Verlust an Wirkung zu verlieren, daß sie daher auch leicht einer Revision und Reparatur zu unterziehen sind, und ihnen durch eine Veränderung des Unterwasserstandes kein Verlust erwächst. Wie aus den Versuchen Marozeau's (s. die am Ende citirte Abhandlung), zugleich aber auch aus der obigen Theorie und aus besonderen theoretischen Untersuchungen Morin's folgt, darf jedoch die Höhe der Turbine über dem Unterwasser eine gewisse Grenze nicht überschreiten, weil sonst das Wasser unmittelbar unter dem Rade die Continuität verliert, wobei, wie leicht zu ermessen, eine kleinere Wirkung eintritt.

§. 289 **Vergleichung der Turbinen mit anderen Wasserrädern.** Wir haben nun noch die Vorzüge und Mängel der Turbinen, und zwar vorzüglich der Reactionsturbinen, gegen die verticalen Wasserräder aufzuzählen und gegen einander abzuwägen.

Die Turbinen besitzen zuerst insofern einen großen Vorzug vor den verticalen Wasserrädern, als sie sich fast bei allen Gefällen von 1 bis 500 Fuß anwenden lassen, während die verticalen Wasserräder höchstens eine Wasserkraft von 50 Fuß Gefälle aufzunehmen vermögen. Allerdings sind aber bei verschiedenen Gefällen die Wirkungsgrade der Turbinen verschieden, namentlich fallen dieselben bei kleinen Rädern und hohen Gefällen kleiner aus, als bei mittleren und kleinen Gefällen, weil hier die Nebenhindernisse verhältnißmäßig größer sind als bei größeren Rädern mit mittleren Gefällen. Auf der anderen Seite läßt sich bei hohen Gefällen von 20 bis 40 Fuß von oberschlägigen Wasserrädern ein Wirkungsgrad erzielen, der bei Turbinen nicht erlangt werden kann. Nur bei mittleren Gefällen von 10 bis 20 Fuß kann man von beiden Rädern eine und dieselbe Leistung erwarten; sind aber die Gefälle klein, so geben die Turbinen in jedem Falle eine größere Nutzleistung, als die an deren Stelle gesetzten unterschlägigen Wasserräder. Die Ponceleträder sind höchstens bei Gefällen von 3 bis 6 Fuß den Turbinen an die Seite zu stellen. Die Turbinen haben vor den verticalen Wasserrädern noch den großen Vorzug, daß sie bei verschiedenen Gefällen fast mit gleichem Wirkungsgrade arbeiten, und daß sie besonders durch Stauwasser in ihrem Gange nicht gestört werden, da sie unter Wasser fast mit demselben Vortheil, ja in gewissen Fällen noch mit mehr Nutzen arbeiten, als in freier Luft. Verticale Wasserräder verlieren zwar stets an ihrem Wirkungsgrade, wenn sich ihr Gefälle verändert, jedoch nur dann beträchtlich, wenn die Gefälle selbst klein sind, oder gar ein Waten des Rades im Wasser eintritt. Auf der anderen Seite verursachen aber Veränderungen im Aufschlagquantum bei verticalen Wasserrädern weit weniger Arbeitsverlust, als bei den horizontalen Wasserrädern. Dieses Verhältniß gereicht den ersteren Rädern in ökonomisch-hydraulischer Beziehung zum großen Vortheile. Um die Leistung eines vorher im Normalgange befindlichen verticalen Wasserrades, zu-

mal eines solchen, wo das Wasser hauptsächlich durch den Druck wirkt, nach Bedürfniß zu erhöhen, kann man auf dasselbe eine größere Wassermenge aufschlagen, und um die Leistung eines solchen Rades zu vermindern, braucht man nur demselben weniger Wasser zu geben; in beiden Fällen wird der Wirkungsgrad nicht namhaft kleiner oder größer. Ganz anders ist aber das Verhältniß in diesem Falle bei einer Reactionsturbine. Der vortheilhafte Gang einer solchen findet bei völlig geöffneter Schütze und also auch bei dem größten Aufschlagquantum statt; wenn nun ein kleineres Arbeitquantum gefordert, daher auch ein kleineres Wasserquantum verbraucht, und zu diesem Zwecke die Schütze tiefer gestellt wird, so vermindert man die Leistung nur zum Theil durch Verminderung des Aufschlages, zum Theil aber durch Tödten der lebendigen Kraft des Wassers oder durch Schwächen des Wasserdruckes, und zieht dadurch den Wirkungsgrad herab. Dieses Krafttödten ist mit dem Bremsen oder Hemmen eines Wagens zu vergleichen, welches beim Bergabfahren, wo ein Ueberfluß an lebendiger Kraft vorhanden ist, vorgenommen wird. Während man also bei einem verticalen Wasserrade durch Niederlassen der Schütze nur alles überflüssige Wasser vom Rade absperrt und dieses nach Befinden noch zu anderen Zwecken gebrauchen kann, wird bei den Reactionsturbinen dadurch nur ein Theil des überflüssigen Wassers abgesperrt, das Arbeitsvermögen des anderen Theiles aber im Rade vernichtet.

Bei den Druckturbinen ist, wenn dieselben nicht unter Wasser gehen, und daher die Radcanäle vom durchfließenden Wasser nicht ausgefüllt werden, dieses Leistungsverhältniß günstiger; da hier bei jeder Schützenstellung das Wasser ohne einen Wirbel zu bilden durch die Radcanäle strömt.

In Hinsicht auf Veränderlichkeit in der Umdrehungsgeschwindigkeit findet eine große Differenz zwischen den horizontalen und verticalen Wasserrädern nicht statt, bei beiden kann sich die Normalgeschwindigkeit ungefähr um den vierten Theil ihres Werthes vergrößern oder verkleinern, ohne daß die Leistung sich bedeutend vermindert. Was aber die Größe dieser Geschwindigkeit selbst anlangt, so stellt sich allerdings ein großer Unterschied heraus. Mit Ausnahme der unterschlägigen Räder und namentlich der Ponceleträder gehen alle verticalen Wasserräder meist nur mit Umdrehungsgeschwindigkeiten von 4 bis 10 Fuß um, die Turbinen hingegen haben vom Gefälle abhängige, sehr verschiedene und meist weit größere Umlaufsgeschwindigkeiten. Aus diesem Grunde und da überdies noch die Turbinen kleinere Halbmesser haben, als die verticalen Wasserräder, machen sie denn auch in der Regel viel mehr Umdrehungen, als diese Räder. Je nachdem nun die Arbeitsmaschine eine große oder eine kleine Umdrehungszahl, d. i. einen schnellen oder einen langsamen Gang erfordert, wird sich daher auch ein horizontales oder ein verti- §. 290

cales Wasserrad mehr zu ihrer Bewegung eignen. Uebrigens aber sind die schnellen Bewegungen einer Maschine eher nachtheilig als vortheilhaft, weil bei ihnen die Nebenhindernisse, wie Reibung, zumal aber Stöße u. s. w., größer ausfallen; und aus diesem Grunde ist es oft vortheilhafter, durch eine Zwischenmaschine die Umdrehungszahl eines Rades in eine größere als in eine kleinere umzusetzen, und daher ein verticales anstatt eines horizontalen Wasserrades anzuwenden.

Ist die Last einer Maschine veränderlich, wie z. B. bei einem Hammerwerke oder Walzwerke u. s. w., so ist die Anwendung eines verticalen Rades ebenfalls vorzuziehen, denn dasselbe wirkt durch seine größere Masse, obgleich es langsamer umläuft, mehr als Regulator als eine Turbine, bei deren Anwendung nicht selten noch ein Schwungrad zur Ausgleichung der veränderlichen Bewegung nöthig ist. Bei constanter Last ist aber den Turbinen ein Vorzug in dieser Beziehung einzuräumen, weil verticale Wasserräder, namentlich wenn sie von Holz sind, oft ein sogenanntes schweres Viertel haben, d. h. gleiche Theile ihres Umfanges nicht gleich schwer sind.

In ökonomischer Beziehung sind die Turbinen den verticalen Wasserrädern wenigstens an die Seite zu stellen, bei hohen Gefällen aber und selbst bei mittleren Gefällen und einem großen Aufschlagquantum, sind dieselben sogar wegen ihrer Wohlfeilheit den verticalen Rädern vorzuziehen. Selbst in Hinsicht der Dauerhaftigkeit ist den Turbinen der Vorzug vor den verticalen Wasserrädern einzuräumen.

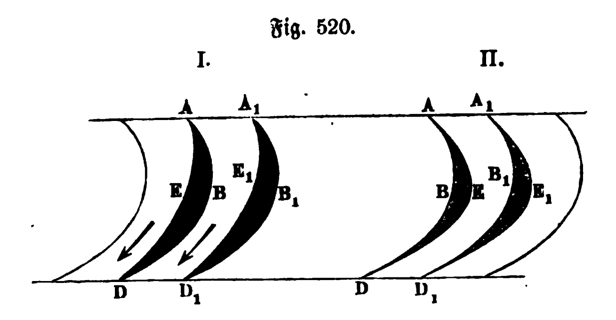
Auf der anderen Seite ist nicht außer Acht zu lassen, daß Turbinen ein reines Wasser zu ihrer Beaufschlagung erfordern, und daß deren Leistung durch zugeführten Sand, Schlamm, Moos, Kräuter, Blätter, Eisstücke, Baumzweige u. s. w. außerordentlich herabgezogen werden kann, was bei den verticalen Wasserrädern nicht zu befürchten ist. Endlich kommt noch in Betracht, daß die Turbinen, und namentlich die Leitschaufelturbinen, schwieriger zu construiren sind, als die verticalen Wasserräder, und daß Abweichungen von den mathematischen Regeln ihrer Construction bei den Turbinen von viel nachtheiligeren Folgen sind, als bei den verticalen Wasserrädern. Deshalb sind denn auch früher so viele Turbinenanlagen mißlungen, und es haben die Turbinen noch nicht diejenige Verbreitung erhalten, die sie verdienen.

§. 291 **Hänel'sche Turbinen mit Rückschaufeln.** Es ist bekannt, daß sich das Wasser beim Durchströmen durch Kropfröhren mit constantem Querschnitt in Folge der Centrifugalkraft von der convexen Seitenwand derselben trennt, und deshalb den Röhrenquerschnitt nicht ausfüllt; auch weiß man, daß sich das Wasser nur in einem druckverzehrenden Wirbel wieder an die Röhrenwand vollständig anschließt, wenn dem Ausfluß des Wassers aus der

Röhre, z. B. durch Verengung ein Hinderniß entgegengesetzt wird. Genau so ist das Verhältniß der Bewegung des Wassers durch die Turbinencanäle. Damit das Wasser diese Canäle mit gefülltem Querschnitt durchlaufe, ist es nöthig, daß der Querschnitt dieser Canäle auf der ganzen Länge nicht constant sei, noch viel weniger zunehme, sondern vom Eintritt bis zum Austritt allmälig immer kleiner und kleiner werde. Um dieses zu erlangen, hat man in der Regel, namentlich dann, wenn der Eintrittswinkel β spitz ist, nöthig, getrennte Radcanäle anzuwenden, oder die Schaufeln mit doppelten Wänden auszurüsten.

An die auf die bekannte Weise construirten Schaufeln ABD, $A_1 B_1 D_1$ Fig. 520, einer Henschel'schen Turbine kann man zu diesem Zwecke noch

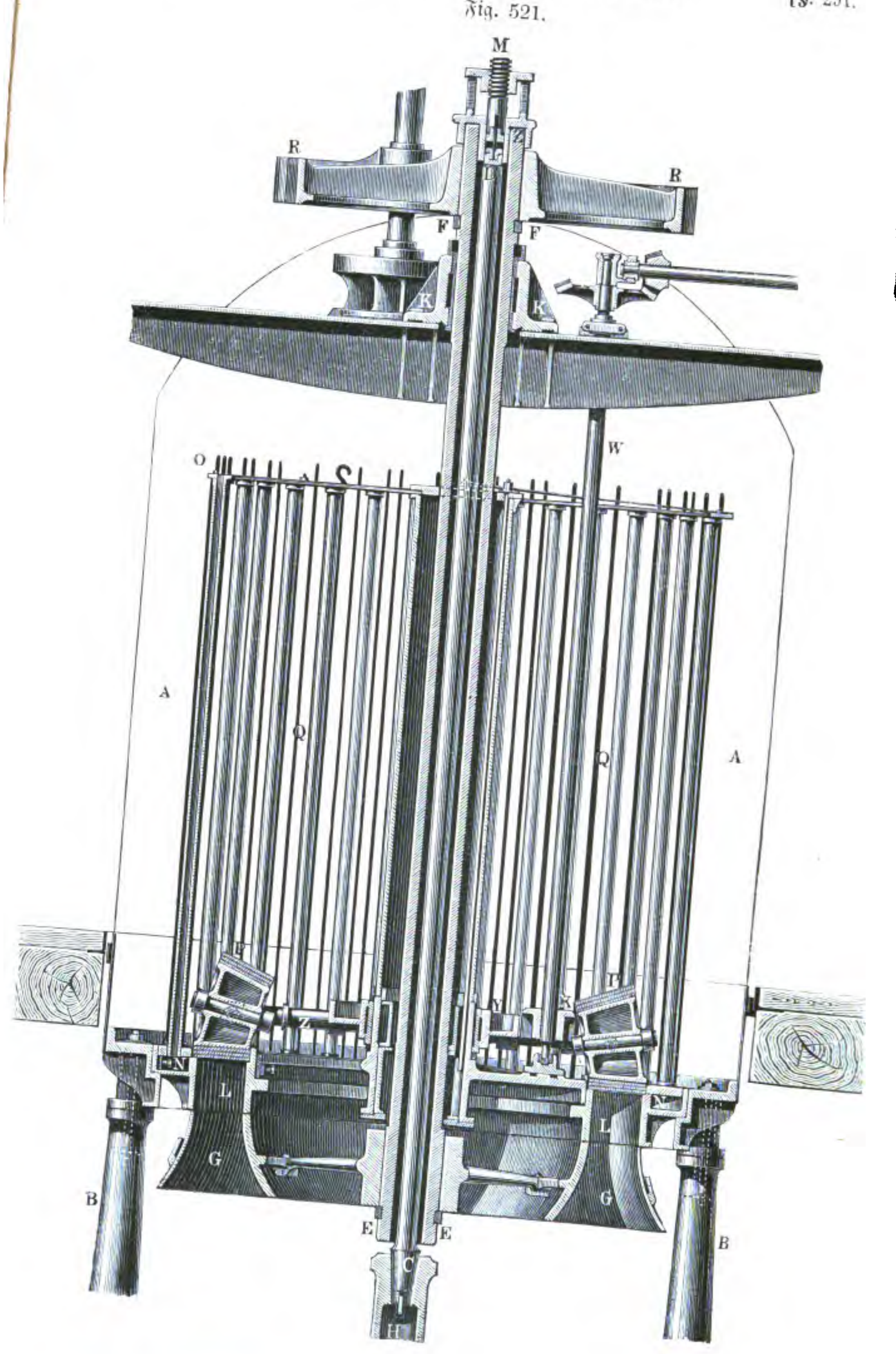
Fig. 520.



die Schaufeln AED, $A_1 E_1 D_1$ ... ansetzen, welche entweder, wie in I, an den concaven oder, wie in II, an den convexen Seiten der Schaufeln ABD, $A_1 B_1 D_1$ hinlaufen. Die dadurch gebildeten Radcanäle, wie $A_1 BD_1$ in I, und $A_1 ED_1$ in II, nehmen, von A nach D gegangen, allmälig an Weite ab, wogegen die Canäle zwischen ABD und $A_1 B_1 D_1$ bei BB_1 weiter sind als bei AA_1 und daher zur Entstehung des Wasserwirbels Veranlassung geben.

Turbinen mit solchen doppelwandigen Schaufeln, und zwar mit Rückschaufel (II, Fig. 520) sind zuerst vom Herrn Maschinendirector Hänel bei einer großen Mühlenanlage zu Rothenburg an der Saale in Anwendung gebracht worden, und haben sich daselbst vorzüglich bewährt. Den Verticaldurchschnitt einer solchen Turbine führt Fig. 521 (a. f. S.) vor Augen. Folgendes ist die wesentliche Einrichtung derselben. Das Zuflußreservoir AA ruht sammt dem Leitrad L auf vier gußeisernen Säulen B, B und die Spindel CD, welche mittels der röhrenförmigen Welle $EFFE$ das Laufrad GG trägt, sitzt im Kopfe H eines Ständers, welcher wie die Säulen B, B von einer kreuzförmigen Sohlplatte getragen wird. Die hohle Welle

Fig. 521.



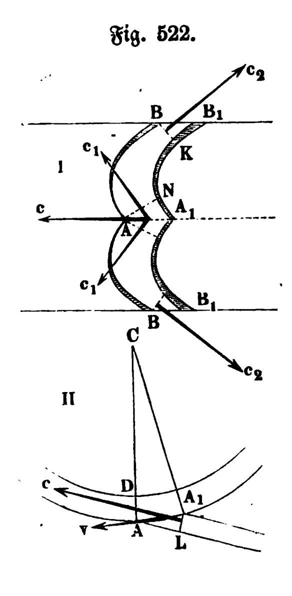
$EFFE$ geht bei KK durch ein Halslager, trägt bei FF das Transmissionsrad RR und endigt sich in einer Schraubenmutter M, deren Spindel den stehenden Zapfen Z bildet, womit die Welle auf der Säule CD ruht. Um die Reibung möglichst herabzuziehen, ist zwischen dem Zapfen und der Spurplatte eine Platte von Hartmetall lose eingesetzt, und wird den Reibungsflächen mittels einer axialen Bohrung Oel zugeführt. Um die sich in den Leitschaufelcanälen ansammelnde Luft zu entfernen, ist am äußeren Umfang des Leitschaufelapparates ein ringförmiger und in Kammern abgetheilter Raum N, N angebracht, welcher durch Bohrungen seitwärts mit den Leitschaufelcanälen und durch senkrechte Röhren, wie NO, mit der äußeren Luft in Verbindung gesetzt ist. Um fremde Körper, welche mit dem Wasser zugeführt werden, von dem Eintritt in das Rad abzuhalten, ist durch 64 senkrechte Stäbe in Vereinigung mit den 32 Luftröhren ein cylindrischer Rechen QQ gebildet, welcher den ganzen Leitschaufelapparat umgiebt. Der Schützenapparat, durch welchen der Gang des Rades regulirt wird, besteht aus zwei conischen Rollen P, P und zwei ringförmigen Guttaperchastreifen, deren Enden einerseits an den Leitschaufelapparat und andererseits an den Rollen befestigt sind. Diese Rollen lassen sich nicht allein um ihre geometrische Axe, sondern auch um die Turbinenaxe drehen, wobei sich die Guttaperchastreifen auf dieselben auf- und von dem Einmündungsringe abwickeln lassen, so wie umgekehrt. Zu diesem Zwecke dient die stehende Welle WX u. s. w. mit dem Getriebe X, welches in den gezahnten Sector Y eingreift, an dem die Arme Z festsitzen, welche mit ihren gabelförmigen Enden die Axen der Rollen P, P ergreifen. Den Guttaperchastreifen ist durch viele nahe an einander stehende eiserne Querschienchen die nöthige Tragfähigkeit ertheilt.

Die Hauptdimensionen einer solchen Turbine sind folgende. Gewöhnliches Gefälle $h = 4$ bis 6 Fuß, Aufschlagquantum $Q = 5$ bis 57 Cubikfuß pr. Secunde, Anzahl der Rad- und Leitschaufeln $= 32$, mittlerer Durchmesser des Rades 5 Fuß, Ringbreite oben: $7\frac{1}{2}$ Zoll; unten: 15 Zoll, Radhöhe 1 Fuß. Zutrittswinkel $\alpha = 22\frac{1}{2}$ Grad, Eintrittswinkel $= 45$ Grad, mittlerer Austrittswinkel $\delta = 24\frac{3}{4}$ Grad. Normale Umdrehungszahl $u = 33$. Aus den vom Herrn Maschinendirector Hänel sehr ausführlich angestellten Versuchen ergiebt sich, daß diese Turbine bei mehr oder weniger Eröffnung der Leitschaufelcanäle ($\frac{1}{4}$ bis $\frac{4}{4}$), bei Eintauchungen von 0 bis 1,5 Fuß, und beim Aufschlagquantum Q von 5,3 bis 57 Cubikfuß einen Wirkungsgrad von 0,64 bis 0,70 liefert. Das Nähere ist nachzulesen in Bd. V (1861) der Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure.

Schiele's Turbinen. Wenn ein Wasserstrahl nahe tangential an den mittleren Umfang eines Cylinders antrifft, welcher mit Schaufeln wie BAB, $B_1A_1B_1\ldots$, Fig. 522 (a. f. S.), bekleidet und von einem Gehäuse umgeben §. 292

ist, so strömt das Wasser in zwei Theilen längs der Schaufelhälften AB_1 AB hin und gelangt an den Grundflächen des Cylinders bei B_1 B u. s. w. zum Abfluß. Wird dieser Cylinder nur in seiner geometrischen Axe festgehalten, so setzt ihn das an den Schaufeln hinlaufende Wasser in Umdrehung; es bildet daher dann derselbe ein horizontales Wasserrad, und zwar die Schiele'sche Turbine. Steht die Radmitte A, um die Höhe h_1 unter dem Oberwasserspiegel, und hat das Wasser beim Eintritt in das Rad den durch die Höhe x gemessenen Druck, so ist die Eintrittsgeschwindigkeit des Wassers

Fig. 522.



$$c = \sqrt{2g(h_1 - x)},$$

und hat das Rad die Umfangsgeschwindigkeit v, so hat man unter der Voraussetzung, daß c nahe tangential gerichtet ist, die relative Anfangsgeschwindigkeit des Wassers im Rade:

$$c_1 = c - v = \sqrt{2g(h_1 - x)} - v.$$

Steht ferner die Radmitte um die Höhe h_2 unter dem Unterwasserspiegel, so hat man für die relative Austrittsgeschwindigkeit c_2:

$$c_2^2 = c_1^2 + 2g(x - h_2),$$
$$= (c - v)^2 + 2g(x - h_2),$$

oder wenn man noch $c^2 = 2g(h_1 - x)$ und statt $h_1 - h_2$ das ganze Radgefälle h einführt,

$$c_2^2 = 2g(h_1 - x) - 2cv + v^2 + 2g(x - h_2)$$
$$= 2gh - 2cv + v^2.$$

Damit das Wasser möglichst todt vom Rade abfließe, ist das Schaufelende B nahe tangential an den Radumfang zu legen, und $c_2 = v$ zu machen. Unter dieser Voraussetzung ist

$$2gh - 2cv = 0, \text{ und daher } cv = gh.$$

Bezeichnet F den Querschnitt des mit der Geschwindigkeit c zuströmenden Wassers und F_1 den Querschnitt des Wasserstromes im Rade unmittelbar nach seinem Eintritte, wo es die Geschwindigkeit c_1 hat, so ist

$$F_1 c_1 = Fc, \text{ oder } F_1(c - v) = Fc,$$

daher $$c = \frac{F_1 v}{F_1 - F}, \text{ und}$$

$\left(\frac{F_1}{F_1 - F}\right) v^2 = g h$; wonach nun die vortheilhafteste Radgeschwindigkeit

$$v = \sqrt{\frac{F_1 - F}{F_1} g h} \text{ folgt.}$$

Bezeichnet α den Zutrittswinkel $A_1 A L$ (II), β den Schaufelwinkel $A A_1 N$ (I) beim Eintritt, und δ den Schaufelwinkel $B B_1 K$ beim Austritt, ist ferner a die Höhe des eintretenden Strahles, und e die Schaufelbreite $A D$ (II), so hat man

$$\frac{F}{F_1} = \frac{a \sin. \alpha}{2 e \sin. \beta},$$

und daher auch

$$v = \sqrt{\left(1 - \frac{a \sin. \alpha}{2 e \sin. \beta}\right) g h.}$$

Ebenso ist

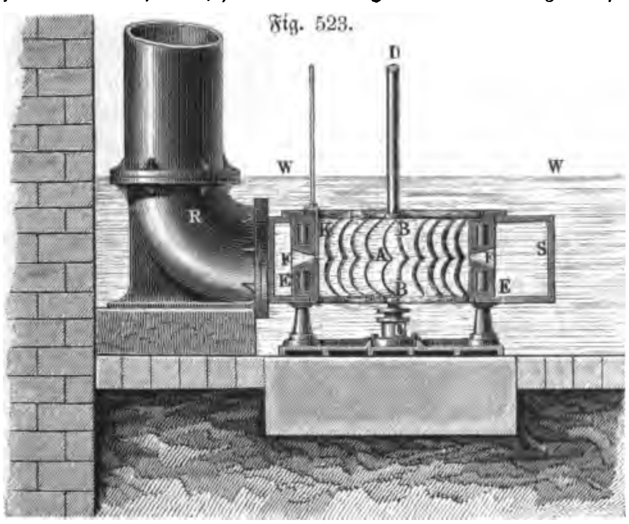
$$a c \sin. \alpha = 2 e c_1 \sin. \beta = 2 e c_2 \sin. \delta,$$

wonach sich für den Austrittswinkel δ

$$\sin. \delta = \frac{c_1}{c_2} \sin. \beta = \frac{c - v}{v} \sin. \beta \text{ ergiebt.}$$

In den Fig. 523 und Fig. 524 (a. f. S.) sind der verticale und der horizontale Durchschnitt einer Schiele'schen Turbine abgebildet. Das eigentliche Rad

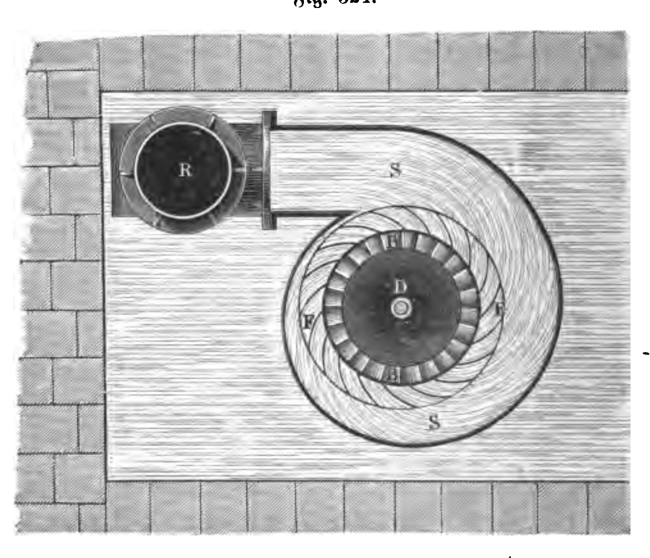
Fig. 523.



$B A B$ sitzt auf der Welle $C D$ und ist von einem Gehäuse $E E$ umgeben, dessen Mitte den kreisförmigen und mit Leitschaufeln versehenen Zutrittscanal $F F$ enthält. Dieses Gehäuse ist wieder von einem spiralförmigen Einlaufe $S S$

umgeben, welcher sich unmittelbar an die Einfallröhre, durch welche das Aufschlagwasser zugeführt wird, anschließt. Das Letztere wird durch Zu-

Fig. 524.



leitungscanäle *F*, *F*... in die Mitte *A* des Rades geführt, läuft von da in zwei Strömen längs der Schaufeln *AB*, *AB* hin, und kommt an den beiden Grundflächen des Rades zum Ausfluß unter dem Wasser *WW*. Um den Zufluß des Aufschlags zu reguliren, sind noch Schieber wie *K* an den Ausmündungen der Einläufe angebracht, wodurch sich dieselben verschließen lassen. Da das Wasser in entgegengesetzten Richtungen an den Radcanälen hinläuft, so übt es keinen Axendruck auf das Rad aus, und da ohne dies das Rad hohl gegossen wird, daß es beinahe im Wasser schwimmt, so fällt bei diesen Rädern die Zapfenwirkung außerordentlich klein aus. Man läßt diese Turbinen auch durch Saugröhren wirken, auch läßt man sie wohl um eine horizontale Axe laufen. S. Dingler's Journal Bd. 164, 1862.

§. 293 **Die Schraubenturbine.** Die Schraubenturbine (franz. turbine-hélice; engl. screw-turbine) ist im Wesentlichen von der Henschel'schen und Fontaine'schen Turbine nicht verschieden. Auch bei ihr fließt das Wasser in den Radcanälen von oben nach unten; aber es werden hier diese Canäle nur durch zwei bis vier sehr lange Schaufeln gebildet, welche nach rings um die Welle herumlaufenden Schraubenflächen gekrümmt sind. Den verticalen Durchschnitt einer solchen Schraubenturbine führt Fig. 525 vor Augen. Diese Turbine ist von Herrn Plataret erbaut und arbeitet in

einer Spinnerei zu Saint-Maur bei Paris. Das Rad *A A* dieser-Maschine ist aus Gußeisen und besteht im Wesentlichen aus zwei schraubenförmigen

Fig. 525.



Schaufeln, welche auf einer über die Turbinenwelle CD wegzuschiebenden Hülse festsitzen und um diese gerade ein Mal herumlaufen. Die Höhe dieses

Fig. 526.



Rades ist 0,52 Meter, der äußere Durchmesser desselben 1,04 Meter, und der innere oder der der Hülse, = 0,25 Meter, folglich die Ganghöhe einer Schraube = 0,52 Meter, und das äußere Ansteigen derselben:

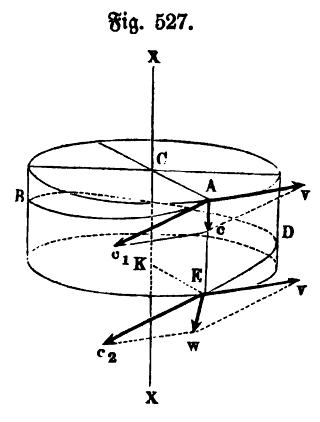
$$tg.\, \alpha = \frac{0,52}{\pi\,.\,1,04} = \frac{0,52}{3,27} = 0,1590, \text{ daher } \alpha = 9^0\, 2',$$

dagegen das innere Ansteigen derselben:

$$tg.\, \alpha_1 = \frac{0,52}{\pi\,.\,0,25} = \frac{2,08}{\pi} = 0,6622, \text{ daher } \alpha = 33^0\, 31'.$$

Der Inhalt des Querschnittes der beiden Radcanäle berechnet sich, nach Abzug der Eisenstärke, im Ganzen auf 0,14 Quadratmeter. Dieses Rad bewegt sich in einem gut ausgebohrten gußeisernen Mantel EE mit 1 Millimeter Spielraum. Die Turbinenwelle CD ist, wie die der Fontaine'schen Turbine, Fig. 512, aufgehangen und dreht sich um eine cylindrische Säule, welche auf dem Ständer F ruht. Ferner ist HH ein Halslager für diese Welle, welches von einem dreiarmigen Kreuze KK getragen wird. Um das Wirbeln des Aufschlagwassers WW zu verhindern, sind die verticalen Holzthüren T, T eingehangen, welche den ganzen Radstubenraum über dem Rade in zwei Theile theilen. Zum Reguliren des Aufschlages dient eine unter dem Unterwasser U stehende Schütze S, welche sich mittels einer Zugstange ZZ bewegen läßt. Die durch das Bremsdynamometer ermittelte Leistung dieser Maschine ist 20 bis 28 Pferdekräfte bei einem Gefälle von circa 3 Meter und einem Aufschlagquantum von circa 0,850 Cubikmeter pr. Secunde. Die auf eine ungenaue Wassermessung basirte Berechnung der Leistung der Maschine hat auf den Wirkungsgrad $\eta = 0,70$ geführt. Folgende kurze Darstellung wird genügen, um sich von der nicht ganz unvortheilhaften Wirkung des Wassers in den Schraubenturbinen zu überzeugen.

Fig. 527.



Da diese Turbine keinen Leitschaufelapparat hat, so läßt sich annehmen, daß das Wasser, mit einer verticalen Geschwindigkeit c, Fig. 527, in das Rad BD trete, und es ist daher zu fordern, daß die Umdrehungsgeschwindigkeit des Rades,

$$v = c\, cotang.\, \alpha \text{ sei.}$$

Ist $\omega = \frac{\pi u}{30}$ die Winkelgeschwindigkeit des Rades, so hat man die Umdrehungsgeschwindigkeit im Abstande $\overline{CA} = \overline{KE} = z$ von der Radaxe:

$$v = \omega z,$$

und bezeichnet a die Gang- oder Radhöhe $\overline{AE}$,

so ist für den Neigungswinkel α der schraubenförmigen Schaufel $ABDE$ in eben diesem Abstande z:

$$tang.\, \alpha = \frac{a}{2\pi z};$$

es läßt sich setzen:

$$\omega z = c\, cotang.\, \alpha = \frac{2\pi z c}{a},$$

und es folgt die Winkelgeschwindigkeit ω, wobei das Wasser allenthalben ohne Stoß in das Rad tritt:

$$\omega = \frac{2\pi c}{a}.$$

Für die relative Geschwindigkeit c_1, mit welcher das Wasser seine Bewegung im Rade beginnt, ist

$$c_1^2 = c^2 + v^2,$$

und dagegen für die relative Geschwindigkeit c_2, mit welcher es aus dem Rade tritt:

$$c_2^2 = c_1^2 + 2g\,(x - y),$$

wobei x die hydraulische Druckhöhe beim Eintritt sowie y die beim Austritt aus dem Rade bezeichnet, und die hydraulischen Nebenhindernisse unbeachtet gelassen werden.

Da nun noch $c^2 = 2g\,(h_1 - x)$ ist, wenn h_1 die Höhe des Wasserstandes über dem Rade bezeichnet, so folgt:

$$c_2^2 = c^2 + v^2 + 2g\,(x - y) = v^2 + 2g\,(h_1 - y),$$

oder, da endlich $h_1 - y$ das ganze Radgefälle $= h$, so ist:

$$c_2^2 = v^2 + 2gh.$$

Um die größte Nutzleistung zu erhalten, müßte $c_2 = v$ sein, welches dieser Formel zufolge nur für $v = \infty$ möglich ist. Es verhält sich hiernach die Schraubenturbine wie jedes andere Reactionsrad ohne Leitschaufeln (s. §. 243 und §. 255).

Setzen wir jedoch v nur sehr groß voraus, so erhalten wir:

$$c_2 = v = \omega z,$$

und es ist folglich die relative Austrittsgeschwindigkeit, wie die Umdrehungsgeschwindigkeit, dem Abstande z von der Radaxe proportional.

Die absolute Austrittsgeschwindigkeit des Wassers aus dem Rade ist

$$w = 2\, v\, sin.\, \frac{\alpha}{2} = 2\, \omega z\, sin.\, \frac{\alpha}{2}$$

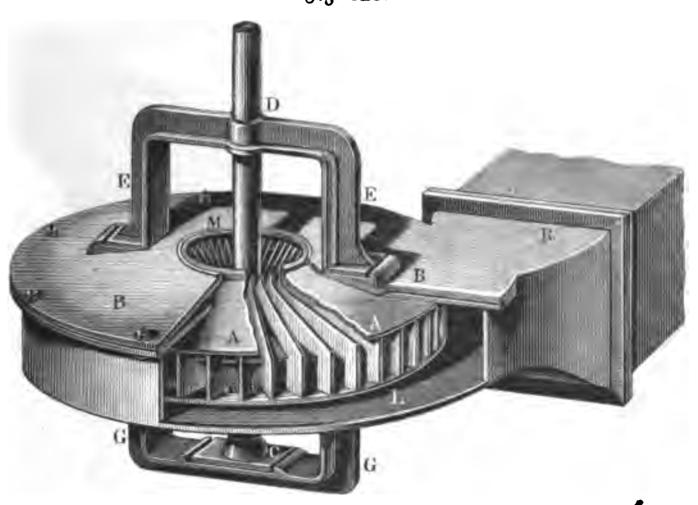
annähernd

$$= 2\, \omega z\, tang.\, \frac{\alpha}{2} = \omega z\, tang.\, \alpha = \omega z \cdot \frac{a}{2\pi z} = \frac{\omega a}{2\pi},$$

und folglich auf der ganzen Grundfläche des Rades eine und dieselbe.

Thomson's Turbinen. Bei den Reactionsturbinen von Fourneyron, Fontaine, Francis u. s. w. fließt das Aufschlagwasser so langsam zu, daß man die lebendige Kraft desselben ganz außer Acht lassen kann; man hat aber auch Turbinen, wo das Wasser mit einer Geschwindigkeit zugeführt wird, welche der Umdrehungsgeschwindigkeit derselben ganz oder nahe gleichkommt. Ein solches Rad ist z. B. das Case Water-Wheel von Thomson, welches zum Theil aufgedeckt, in Fig. 528 monodimetrisch abgebildet ist. Das Rad *AA* besteht aus radialen Schaufeln, welche zwischen conischen §. 294

Fig. 528.

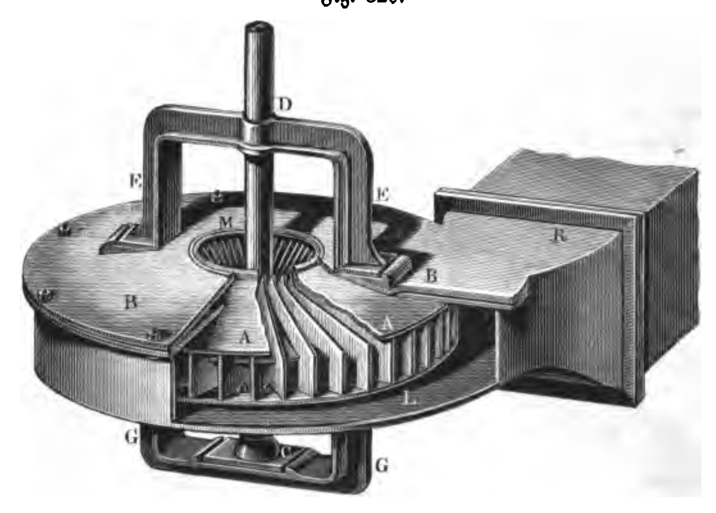


Kränzen sitzen und von außen nach innen an Höhe zunehmen. Die Welle *CD* ruht in einem Gestelle *EEGG*, welches mit einem Gehäuse *BB* fest verbunden ist, wodurch das ganze Rad umgeben wird. Dieses Gehäuse schließt sich ziemlich wasserdicht an die inneren Radmündungen *M*, *M* an, während es den äußeren Radumfang excentrisch umgiebt, und an einer Seite mit der Röhre *R* verbunden ist, wodurch das Aufschlagwasser zugeführt wird. In Folge der excentrischen Umschließung des Rades durch das Gehäuse entsteht ein ringförmiger Canal *L*, welcher an der Einmündung der Einfallröhre die größte Weite hat und sich mit allmälig abnehmender Weite rings um das Rad herumzieht. In diesem Canale bewegt sich das Wasser mit einer Geschwindigkeit v_1, welche die Umfangsgeschwindigkeit des Rades wenig übertrifft. Bei dem Aufschlagquantum Q ist der anfängliche oder größte Querschnitt dieses Canales:

$$F = \frac{Q}{v_1}.$$

Ist x die Druckhöhe des mit der Geschwindigkeit v_1 zugeführten Wassers, h_1 die hydrostatische Druckhöhe an der Zutrittsstelle und ζ der Widerstands-

Fig. 529.



coefficient für die Bewegung des Wassers in dem ringförmigen Canale, so läßt sich

$$2g(h_1 - x) = (1 + \zeta) v_1^2$$

setzen.

Bezeichnet nun noch v die innere Radgeschwindigkeit sowie c_2 die relative Geschwindigkeit des Wassers beim Austritte aus den Radcanälen, und läßt man die übrigen Bezeichnungen wie bei den Tangential- und Reactionsrädern mit äußerer Beaufschlagung, so hat man:

$$(1 + \zeta_1) c_2^2 = 2g(x - h_2) + v^2 - v_1^2$$

$$= 2g(x - h_2) - \left[1 - \left(\frac{r}{r_1}\right)^2\right] v_1^2$$

$$= 2gh - \left[2 + \zeta - \left(\frac{r}{r_1}\right)^2\right] v_1^2,$$

und daher die äußere Radgeschwindigkeit:

$$1)\ v_1 = \sqrt{\frac{2gh - (1 + \zeta_1) c_2^2}{2 + \zeta - \left(\frac{r}{r_1}\right)^2}}.$$

Die relative Austrittsgeschwindigkeit c_2 ist beliebig, jedoch möglichst klein (höchstens 4 Fuß) anzunehmen; ebenso soll das Halbmesserverhältniß $\frac{r}{r_1}$ klein

(z. B. $^1/_5$ bis $^1/_4$) sein. Hieraus folgt nach der letzten Formel (1) zunächst die äußere Radgeschwindigkeit v_1, und dann die innere Radgeschwindigkeit:

$$2)\ v = \left(\frac{r}{r_1}\right) v_1,$$

ferner folgt der Querschnitt der Zutrittsmündung:

$$3)\ F = \frac{Q}{v_1},$$

sowie der der Austrittsmündungen:

$$4)\ F_2 = \frac{Q}{c_2}.$$

Setzt man ferner $F_2 = 2\pi r e = 2\pi r^2$, und hiernach die innere Radweite $e = r$, so erhält man den inneren Radhalbmesser:

$$5)\ r = \sqrt{\frac{F_2}{2\pi}},$$

woraus sich dann auch leicht der äußere Halbmesser r_1 bestimmen läßt. Ist noch e_1 die äußere Radweite, so hat man die relative Eintrittsgeschwindigkeit:

$$6)\ c_1 = \frac{re}{r_1 e_1} c_2.$$

Die Leistung des Rades fällt

$$L = \left[h - \left(\zeta \frac{v_1^2}{2g} + \frac{c_1^2}{2g} + (1 + \zeta_1)\frac{c_2^2}{2g} + \frac{v^2}{2g}\right)\right] Q\gamma$$

$$= \left(h - \left[\zeta + \left(\frac{r}{r_1}\right)^2\right]\frac{v_1^2}{2g} + \left[1 + \zeta_1 + \left(\frac{re}{r_1 e_1}\right)^2\right]\frac{c_2^2}{2g}\right) Q\gamma$$

aus.

Beispiel. Es ist für das Gefälle $h = 10$ Fuß und für das Aufschlagquantum $Q = 12$ Cubikfuß die Anordnung und Berechnung einer Thomson'schen Turbine zu vollziehen. Setzen wir die relative Austrittsgeschwindigkeit $c_2 = 4$ Fuß, so erhalten wir den Querschnitt der Austrittsmündungen:

$$F_2 = \frac{Q}{c_2} = \frac{12}{4} = 3 \text{ Quadratfuß},$$

und hiernach den inneren Radhalbmesser:

$$r = \sqrt{\frac{F_2}{2\pi}} = \sqrt{\frac{3.7}{2.22}} = \sqrt{\frac{21}{44}} = \sqrt{0,4773} = 0,691 \text{ Fuß},$$

wofür

$$r = 0,70 \text{ Fuß}$$

gesetzt werden möge.

Nehmen wir $\frac{r_1}{r} = 4$ an, so erhalten wir den äußeren Radhalbmesser:

$$r_1 = 4 . 0,7 = 2,8 \text{ Fuß}.$$

Die innere Radweite ist $e = r = 0{,}7$ Fuß, wogegen die äußere Radweite $e_1 = 0{,}6$ Fuß gesetzt werden möge, so daß die Eintrittsgeschwindigkeit

$$c_1 = \frac{r e}{r_1 e_1} c_2 = \frac{1}{4} \cdot \frac{7}{6} \cdot 4 = \frac{7}{6} = 1{,}167 \text{ Fuß}$$

ausfällt.

Die äußere Umfangsgeschwindigkeit des Rades ist, wenn man $\zeta = 0{,}5$ und $\zeta_1 = 0{,}2$ annimmt,

$$v_1 = \sqrt{\frac{2gh - (1+\zeta_1) c_2^2}{2 + \zeta - \left(\frac{r}{r_1}\right)^2}} = \sqrt{\frac{625 - 1{,}2 \cdot 16}{2{,}5 - \frac{1}{16}}} = \sqrt{\frac{605{,}8}{2{,}4375}}$$
$$= 15{,}765 \text{ Fuß},$$

dagegen die innere:

$$v = \frac{r}{r_1} v_1 = \frac{15{,}765}{4} = 3{,}941 \text{ Fuß},$$

und folglich die Umdrehungszahl des Rades pr. Minute:

$$u = \frac{30\, v}{\pi r} = \frac{30 \cdot 3{,}941 \cdot 7}{22 \cdot 0{,}7} = \frac{1182{,}3}{22} = 53{,}74.$$

Hieraus bestimmt sich der größte oder anfängliche Querschnitt des ringförmigen Zuführungscanales:

$$F = \frac{Q}{v_1} = \frac{12}{15{,}765} = 0{,}761 \text{ Quadratfuß},$$

und folglich die Weite desselben:

$$d = \frac{F}{e_1} = \frac{0{,}761}{0{,}6} = 1{,}27 \text{ Fuß}.$$

Nun ist $\left[\zeta + \left(\frac{r}{r_1}\right)^2\right] v_1^2 = 0{,}5625 \cdot 15{,}765^2 = 139{,}85$, und

$$\left[1 + \zeta_1 + \left(\frac{r e}{r_1 e_1}\right)^2\right] c_2^2 = 1{,}285 \cdot 16 = 20{,}56,$$

folglich das nutzbar gemachte Radgefälle:

$$h_1 = h - \left[\zeta + \left(\frac{r}{r_1}\right)^2\right] \frac{v_1^2}{2g} - \left[1 + \zeta_1 + \left(\frac{r e}{r_1 e_1}\right)^2\right] \frac{c_2^2}{2g}$$
$$= 10 - 0{,}016\,(139{,}85 + 20{,}56) = 10 - 2{,}567 = 7{,}433 \text{ Fuß}.$$

Der Wirkungsgrad des Rades ist:

$$\eta = \frac{7{,}433}{10} = 0{,}7433,$$

und die Leistung desselben:

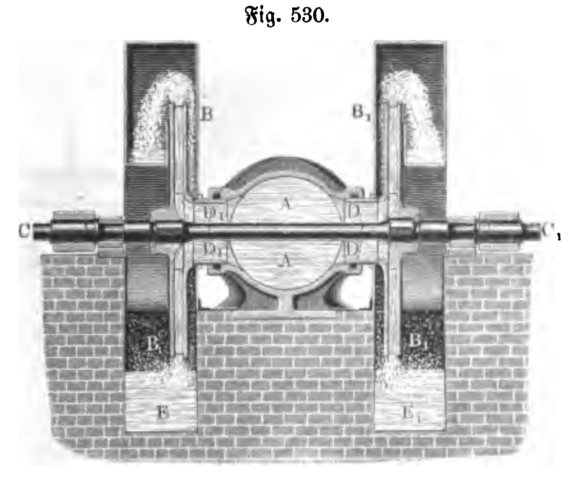
$$L = Q h_1 \gamma = 7{,}433 \cdot 12 \cdot 61{,}75 = 5508 \text{ Fußpfund} = 11\tfrac{1}{2} \text{ Pferdekräfte}.$$

§. 295 **Turbinen mit horizontaler Axe.** In der neuesten Zeit hat man auch angefangen, verticale Wasserräder nach den Principien der Reactionsturbinen zu erbauen, jedoch ist über deren Nützlichkeit noch wenig Bestimmtes bekannt. Namentlich hat man die Jonval'schen und die Whitelaw'schen Räder auf horizontale Wellen gesetzt (vgl. §. 238). Daß diese Aufstellung nur bei hohem Gefälle von Vortheil sein kann, ist leicht zu er=

messen, da nur hier ein unvermeidlicher Gefällverlust beim Austritte des Wassers aus dem Rade zu übersehen ist. Jedenfalls hat ein solches Rad vor den Turbinen den Vorzug, daß es leichter, sicherer und gegen den Zutritt des Wassers geschützter gelagert werden kann, als eine gewöhnliche Turbine. Nach Jonval und Redtenbacher kann man mit Vortheil zwei Räder einander gegenüber auf eine und dieselbe horizontale Welle setzen, weil dadurch jeder Wasserdruck in der Richtung der Radaxe aufgehoben wird, ohne auf die Zapfen zu wirken.

Die Einrichtung einer verticalen Doppelturbine mit gesonderten Schwungröhren nach Redtenbacher führt Fig. 530 vor Augen. AA ist die zur

Fig. 530.



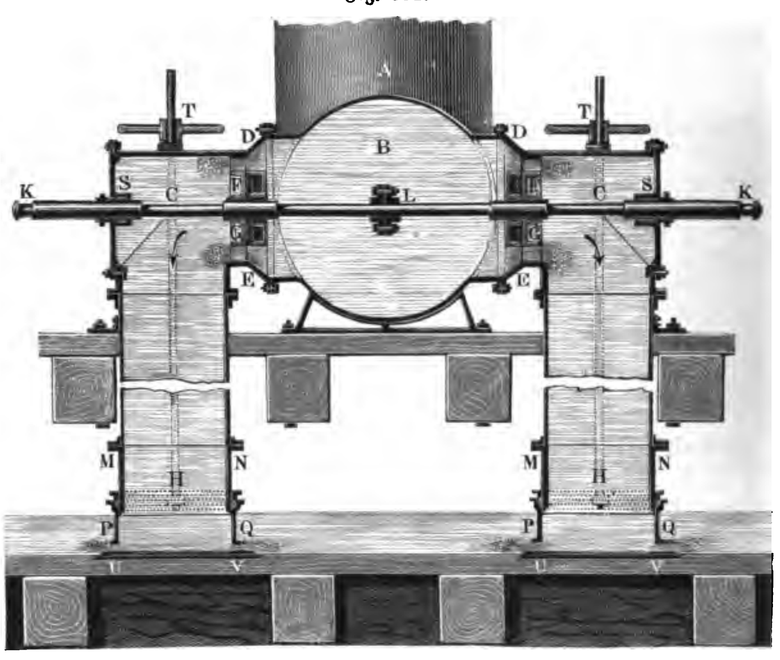
Seite einmündende Einfallröhre, BB das eine und $B_1 B_1'$ das andere Rad, CC_1 die horizontale Radwelle, ferner DD und $D_1 D_1$ sind die Liderungsringe (s. Bd. II, §. 246), endlich sind E und E_1 die Abzugsgräben. Man kann sich leicht denken, wie auf gleiche Weise eine Combes'sche oder Fourneyron'sche Turbine aufzustellen ist. Dieselbe bekommt noch einen Leitschaufelapparat vor jedem Rade und fällt natürlich unter denselben Verhältnissen viel kleiner aus. Zum Reguliren des Radganges ist am besten ein in die Einfallröhre einzusetzendes Drosselventil geeignet.

Nach demselben Principe kann man auch eine Verbindung von zwei Jonval'schen Turbinen mit gemeinschaftlicher horizontaler Welle herstellen. Beide einander gegenüberstehende Räder werden aus einem gemeinschaftlichen Reservoir gespeist, führen aber das Wasser in getrennten Abfallröhren nach unten ab. Ein ähnlich construirtes Wasserrad betreibt bei 31 Fuß (engl.) Gefälle mit 6396 Cubikfuß Aufschlag pr. Minute eine Baumwollenspinnerei zu West-Springfield im Staate Massachusetts; es hat 40 Zoll Durchmesser

und macht im normalen Gange 220 Umdrehungen pr. Minute, wobei es einen Wirkungsgrad von 0,65 giebt. Nach dem „American Franklin-Journal" sollen in dem genannten Staate mehrere solcher Turbinen von 15 bis 140 Pferdekräften bei Gefällen von 9 bis 26 Fuß zum Betriebe an Spinnereien, Papiermühlen, Walzwerken u. s. w. mit Vortheil arbeiten (s. auch das polytechn. Centralblatt, Jahrgang 1850, Lieferung 9, oder the Civil Eng. and Arch. Journ. 1850, Febr., Seite 68).

Aehnliche Doppelturbinen sind vom Herrn Roschkoff, Oberstlieutenant im Kaiserl. Russ. Bergingenieurcorps zu Katharinenburg, construirt worden. Den verticalen Längendurchschnitt einer solchen Turbine zeigt Fig. 531. Die Einfallröhre *A* mündet in das liegende Reservoir *B* ein, an dieses

Fig. 531.



schließen sich zu beiden Seiten die Turbinengehäuse *DES*, *DES* an, und letztere endigen sich in den verticalen Saugröhren *HUV*, *HUV*. Das den Turbinengehäusen durch die Einfallröhre zugeleitete Aufschlagwasser wird mittels der Leitschaufelapparate *DE*, *DE* auf die Räder *FG*, *FG* geführt und fließt, nach vollbrachter Wirkung, durch die Saugröhren ab in das Unterwasser. Zum Reguliren dieses Abflusses dient der mittels eines Schraubenrades *T* und durch Zugstangen zu hebende oder zu senkende Schützenring

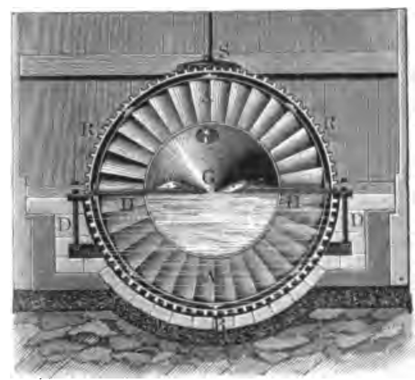
PQ (vergl. Fig. 518). Die Turbinenwelle KLK, welche die Räder FG, FG trägt, tritt mittels der Stopfbüchsen S, S aus den Turbinengehäusen heraus, nimmt außen die Vorgelegsräder auf und ruht in deren Nähe auf festen Lagern. Uebrigens möchte es zweckmäßig sein, diese Welle auch auf ein Lager innerhalb des Reservoirs zu legen. Diese Turbine hat vor den anderen Turbinen mit horizontaler Axe den großen Vorzug, daß sie das Gefälle an allen Punkten der Radumfänge gleichmäßig benutzt (s. den „Civilingenieur“, Bd. III, 1857).

Das Schraubenrad. Von der Schraubenturbine ist das Schraubenrad (franz. roue-hélice; engl. screw-water wheel) wesentlich verschieden. §. 296
Dieses Rad ist im Wesentlichen eine Burdin'sche Turbine mit horizontaler Axe, ohne Leitschaufeln und mit theilweiser Beaufschlagung (s. §. 234). Es unterscheidet sich dasselbe jedoch insofern noch von den Burdin'schen Turbinen, daß ihm Wasser durch den Aufschlagcanal, und zwar in der Richtung seiner Axe, unmittelbar zugeführt wird. Die Einrichtung eines solchen Schraubenrades ist aus Fig. 532, I und II, zu ersehen. Es stellt hier I die hintere Ansicht und II den verticalen Längendurchschnitt der ganzen Maschine vor.

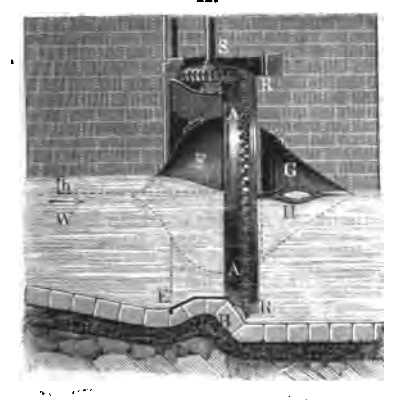
Fig. 532.



I.



II.

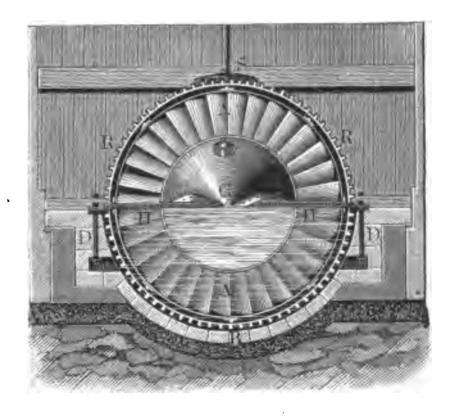


Das eigentliche Rad AA ist, wie das einer gewöhnlichen Fontaine'schen Turbine, mit schraubenförmigen Schaufeln construirt; es hängt dasselbe in einem steinernen Einbau DBD, von welchem es längs der unteren Hälfte seines Umfanges concentrisch umgeben wird. Um das Aufschlagwasser W dem Rade in der erforderlichen Richtung zuzuführen, wird nicht allein das Gerinne vor dem Einbau von einem nach dem Rade zu sich allmälig zusammenziehenden Blechmantel E umgeben, sondern auch noch ein birnförmiger Blechmantel F eingesetzt, welcher mit seiner Basis gegen den inneren ungeschaufelten

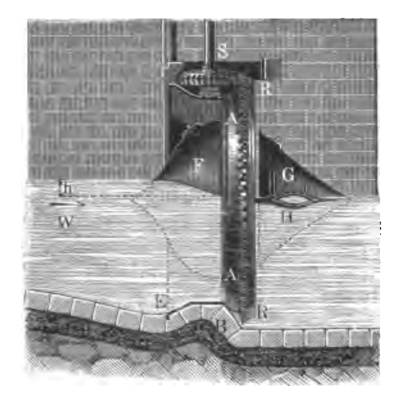
Theil des Rades, und mit seiner Spitze dem Wasserstrome entgegengerichtet ist. Damit ferner das Wasser nach seiner Wirkung im Rade ohne einen Wirbel zu bilden, in das Unterwasser ausfließen könne, ist auch hinter dem Rade ein kegelförmiger Blechmantel G angebracht. Beide Mäntel F und G stehen durch Querarme H, H mit linsenförmigen Querschnitten mit den Seitenmauern D, D des Gerinnes in fester Verbindung, und dienen zugleich der horizontalen Welle des Rades zur Lagerung. Damit der Austrittswinkel δ des Wassers möglichst herabgezogen werden könne, haben die Radcanäle eine von vorn nach hinten allmälig zunehmende Weite, und folglich die beiden Radkränze eine entsprechend conische Gestalt erhalten. Zur Fortpflanzung der Umdrehungskraft dient das conische Zahnrad RR, welches den äußeren Radkranz nahe an der hinteren Seite umgiebt und in das Getriebe S einer stehenden Transmissionswelle eingreift. Wie leicht zu ermessen ist, eignet sich ein solches Schraubenrad besonders zur Zugutemachung einer Wasserkraft mit kleinem Gefälle und großem Aufschlagquantum.

Fig 533.

I.



II.



Da hier beim Austritt des Wassers aus dem Rade ein Ausfluß unter Wasser statt hat, so ist hierbei die wirksame Druck- oder Geschwindigkeitshöhe für alle durch das Rad strömenden Wassertheile eine und dieselbe, nämlich das Gefälle, oder der Abstand h zwischen dem Ober- und Unterwasserspiegel, und folglich auch die Wirkung des Wassers an allen Stellen des Rades eine und dieselbe (vergl. §. 152).

Aus diesem Grunde findet daher auch die oben (§. 278) entwickelte Theorie der Fontaine'schen Turbinen auf diese Schraubenräder ihre unmittelbare Anwendung, zumal wenn, wie in der Regel, die Geschwindigkeit des zu- und abfließenden Wassers nur eine sehr kleine (höchstens 3 Fuß) ist.

Da die Tiefe des Wassers auf die Wirkungsweise des Wassers im Rade keinen Einfluß hat, so kann dieses Rad bei einem höheren Wasserstande eben so gut arbeiten als bei einem niedrigeren, und es läßt sich folglich dasselbe statt der gewöhnlichen unterschlägigen Räder dann sehr gut verwenden, wenn der Wasserstand im Gerinne ein sehr variabler ist.

Ein solches Wasserrad hat Herr Girard zum Betriebe einer Chocoladenfabrik zu Noisiel (sur Marne) construirt, und zwar für ein mittleres Gefälle von 0,5 Meter und einen Aufschlag von circa 3 Cubikmeter pr. Secunde (siehe die Schrift „Nouveau Récepteur hydraulique, dit Roue-Hélice à axe horizontal, ou Turbine sans directrices, par Girard", Paris 1855).

Schlußanmerkung. Die Turbinenliteratur hat erst in der neueren Zeit eine größere Ausdehnung erhalten. Da wir im Laufe des Vortrages schon eine große Anzahl von Abhandlungen angeführt haben, so wollen wir im Folgenden nur die vorzüglichsten, namentlich aber die Originalschriften über Reactionsturbinen aufführen. Die erste Abhandlung über die Fourneyron'sche Turbine findet sich im Bulletin de la Société d'encouragement, Jahrgang 1834, deutsch in Dingler's polytechnischem Journal, Bd. LIII. Nach dieser Zeit hat Morin Versuche angestellt, und deren Ergebnisse in der Schrift: Expériences sur les roues hydrauliques à axe vertical, appelées Turbines, Metz et Paris 1838, bekannt gemacht, und es erschien auch die erste gründliche Theorie dieser Räder von Poncelet in den Comptes rendus des séances de l'Acad. de Paris, unter dem Titel: Théorie des effets mécaniques de la Turbine-Fourneyron, Paris 1838. In der zweiten Ausgabe von d'Aubuisson's Hydraulik sind diese Räder kurz und ohne besondere Ansichten abgehandelt. Das Werk von Combes: Recherches théoretiques et expérimentales sur les roues à réaction ou à tuyaux, Paris 1843, ist zwar keineswegs umfassend, jedoch insofern sehr beachtungswerth, als man hier zum ersten Male die hydraulischen Nebenhindernisse bei der Entwickelung berücksichtigt findet, was Poncelet und auch Redtenbacher nicht gethan haben. Das Werk von dem zuletzt genannten Schriftsteller: Theorie und Bau der Turbinen und Ventilatoren, Mannheim 1844, ist vorzüglich nach Poncelet's Theorie bearbeitet, übrigens aber die vollständigste und vorzüglichste Schrift über diesen Gegenstand. Ueber die neueren Turbinen giebt es noch folgende beachtungswerthe Abhandlungen: Rapport sur un Mémoire de M. M. A. Koechlin, concernant une nouvelle turbine (Jonval) construite dans leurs ateliers, par Poncelet, Piobert et Morin, ferner Note sur la théorie de la turbine de Koechlin, par Morin, und Note sur l'application de la théorie du mouvement des fluides aux expériences de M. Marozeau, par Morin, im XXII. Bande (1846) der Comptes rendus etc. etc. Einen Auszug hiervon findet man im polytechnischen Centralblatte, Bd. VIII, 1846. Ferner: Expériences et note sur la turbine de M. Fontaine-Baron, par Morin im XXIII. Bande (1846)

der Comptes rendus etc. etc.; deutsch im Auszuge ebenfalls im polytechnischen Centralblatte, Bd. VIII. In Betreff der Jonval'schen und Fontaine'schen Turbinen ist auch noch nachzusehen im Bulletin de la société d'encouragement, Jahrgang 43 und 44, Paris 1844 und 1855. Gute Zeichnungen nebst Beschreibung der Turbinen von Cadiat, Callon, Fourneyron und Gentilhomme findet man auch in Armengaud's Publication industrielle. Wegen Porro's Turbine ist nachzusehen im polytechnischen Centralblatte, Bd. VII, 1846. Die Einrichtung einer Nagel'schen Turbine lernt man aus Dingler's Journal, Bd. XCV, und die einer Passot'schen Turbine aus demselben Journale, Bd. XCIV, kennen. Bourgeois' Schraubenrad (franz. turbine-hélice) ist eine Turbine mit schraubenförmigen Canälen (s. polytechn. Centralblatt Bd. I, 1847). Ebenso Plataret's Schraubenturbine zu St. Maur bei Paris ist im polytechn. Centralblatte, 1849, beschrieben. Eigenthümlich sind die Turbinen von Thomson, nämlich das Patent Case Water Wheel und das Patnet Suction Wheel. Beide Räder werden beschrieben im Mechanics Magazine, Januar 1851. Von den Turbinen von Girard u. s. w. handelt Le Génie industrielle, par Armengaud Frères, Tome XII und Tome XIII, 1856 und 1857. Siehe auch das Notizblatt des Architekten- und Ingenieurvereins zu Hannover Bd. III, 1853. Die Theorie der Fourneyron'schen Turbinen mit äußerer Beaufschlagung behandelt Herr Prof. Zeuner in Bd. II des Civilingenieurs. Graphische Tabellen über die wichtigsten Constructionselemente der Turbinen werden von Bornemann in Bd. IV. des Civilingenieurs mitgetheilt. Die Turbinen von Francis u. s. w. behandelt die Schrift: Lowell Hydraulic Experiments etc. by James Francis, Boston 1855. Die Schrift über „die Turbinen oder horizontalen Wasserräder von Harzer, Weimar 1851" ist in der Hauptsache eine Copie von der ersten Auflage des vorliegenden Werkes. Eine neuere Schrift ist Peter Rittinger's Theorie und Bau der Rohrturbinen, Prag 1861 und 1865. Eigenthümlich behandelt sind die Turbinen in Rankine's Manual of the Steam-Engine and other Prime Movers, London and Glasgow 1859. Ueber die Turbine der Londoner Industrieausstellung 1862, insbesondere über Thomson, vortex water-wheel ist nachzulesen eine Abhandlung von Bernhard Lehmann in der Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, Bd. VII, 1863. Bd. II, (1858); diese Zeitschrift enthält auch eine neue Theorie der horizontalen Wasserräder von R. R. Werner. Eine allgemeine Theorie der Schaufelconstruction für Turbinen theilt F. K. H. Wiebe in Civilingenieur Bd. 5, mit.

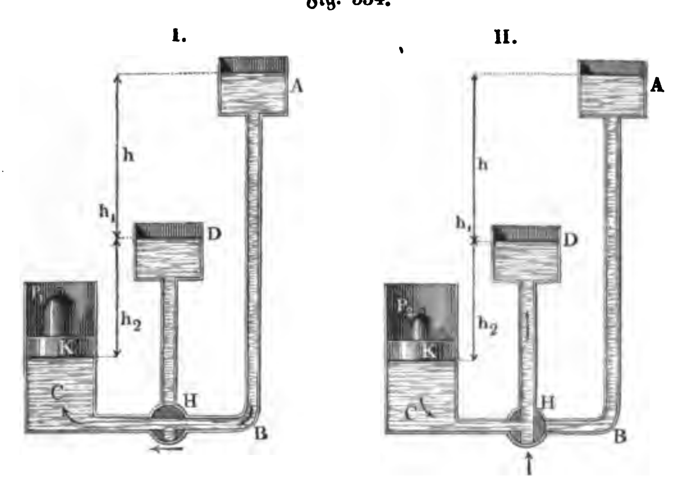
Sechstes Capitel.

Von den Wassersäulenmaschinen.

§. 297 **Wassersäulenmaschinen.** Wassersäulenmaschinen (s. Bd. II, §. 170) werden durch den Druck des in ganz oder nahe aufrecht stehenden Röhren befindlichen Wassers in Umtrieb gesetzt. Die Bewegung derselben ist aber keine

stetig kreisförmige, wie bei den Wasserrädern, sondern sie ist eine geradlinig wiederkehrende. Die Hauptheile einer Wassersäulenmaschine sind, wie aus Fig. 534, I. und II., zu ersehen ist, folgende. *A* ist der Sammelkasten für das Wasser, der sogenannte Einfallkasten, *AB* die Einfallröhre

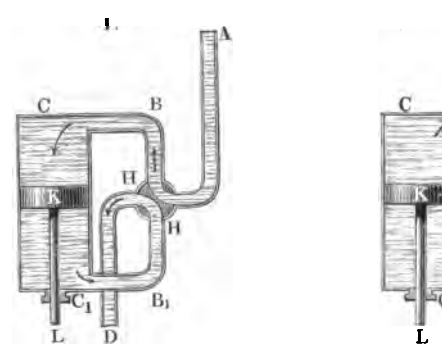
Fig. 534.



(franz. tuyau de chute; engl. pressure pipe), *C* ist der Stiefel oder Treibcylinder (franz. cylindre principal; engl. working-cylinder), in welchem das Wasser zur Wirkung gelangt, indem es den belasteten Treibkolben *K* (franz. piston moteur; engl. loaded piston) emportreibt, und *HD* ist die Austrageröhre (franz. tuyau de décharge; engl. discharge-pipe). In dem Communicationsrohre *BC*, welches die Einfallröhre mit dem Treibcylinder verbindet, befindet sich die sogenannte Steuerung (franz. régulateur; engl. regulator), welche hier in einem T-förmig durchbohrten Hahne (franz. robinet; engl. cock) besteht, und dazu dient, die Verbindung zwischen der Einfallröhre und dem Treibcylinder abwechselnd herzustellen und aufzuheben. Im ersten Falle treibt das Wasser den Kolben mit seiner Last P_1 empor, und im zweiten Falle fließt das von der Einfallröhre abgeschlossene und unter dem Treibkolben befindliche Wasser durch den Hahn zurück und durch das Ausgußrohr *HD* aus, während der nun unbelastete Kolben wieder niedergeht. Man hat einfachwirkende und doppeltwirkende, sowie auch einstiefelige und zweistiefelige Wassersäulenmaschinen. Bei der einfachwirkenden Wassersäulenmaschine (franz. machine à simple effet; engl. single acting engine), welche Fig. 534 vor Augen führt, wird der Kolben vom Wasser nur nach der einen Richtung fortgetrieben, den entgegengesetzten Weg hingegen durch-

läuft er durch sein eigenes oder durch ein mit ihm verbundenes Gewicht P_2. Bei der **doppeltwirkenden Wassersäulenmaschine** (franz. machine à double effet; engl. double acting engine) hingegen erfolgt sowohl der Auf- als auch der Niedergang des Kolbens durch die Kraft des Wassers. Die Einrichtung einer solchen Maschine giebt Fig. 535, I. und II., an. Man ersieht aus dieser Figur, wie ein Mal (I.) das Kraftwasser den

Fig. 535.



Weg ABC einschlägt, den Kolben K niedertreibt und dabei das abgeschlossene Wasser auf dem Wege $C_1 B_1 D$ abfließt, und wie das zweite Mal (II.) das Kraftwasser auf dem Wege $A B_1 C_1$ zum Cylinder gelangt, den Kolben K auf-, und das über ihm befindliche Wasser auf dem Wege CBD forttreibt.

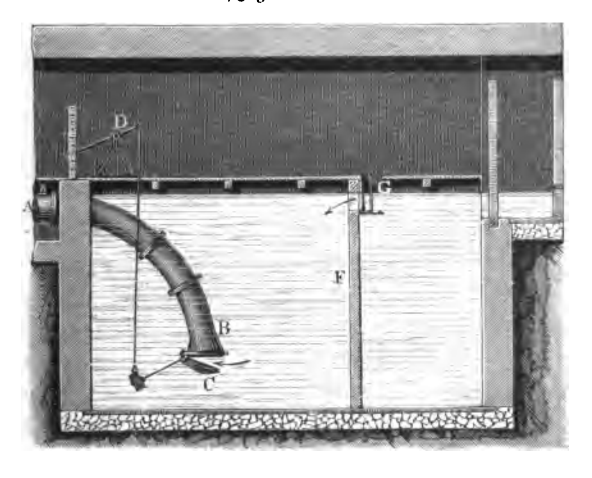
Die bisher behandelten Wassersäulenmaschinen sind **eincylindrige** oder haben nur einen Treibcylinder; man hat aber auch **zweicylindrige** oder Maschinen mit zwei Treibcylindern mit einer Einfallröhre und einer Steuerung, wie in Fig. 536 vorgestellt wird. Während hier (in I.) das Druckwasser ABC den Kolben K aufwärts schiebt, geht der Kolben K_1 nieder und

Fig. 536.

bringt das todte Wasser unter ihm auf dem Wege $C_1 B_1 D$ zum Abfluß, und umgekehrt, während (in II.) der Kolben K_1 vom Druckwasser $A B_1 C_1$ zum Aufsteigen genöthigt wird, geht der Kolben K nieder und drückt das abgesperrte todte Wasser durch das Ausgußrohr D fort.

Einfallröhren. Es sind nun die Haupttheile einer Wassersäulenmaschine näher zu beschreiben. Das Betriebswasser für eine Wassersäulenmaschine wird zunächst in dem sogenannten Einfallkasten oder Speisereservoir gesammelt. Es ist sehr zweckmäßig, dieses Bassin möglichst groß herzustellen, damit sich darin das Wasser mehr abklären und beruhigen kann und keine große Veränderungen in dem Niveau des Wasserspiegels eintreten können. Uebrigens ist es noch nöthig, Rechen oder Gitter zum Abhalten fremdartiger Körper, wie Holz, Blätter u. s. w., in dieses Reservoir einzusetzen, und nach Befinden, wenn das Wasser unrein ist, Scheidewände in demselben so anzubringen, daß das Wasser eine schlangenförmige Bewegung auf- und abwärts anzunehmen genöthigt und ihm mehrfache Gelegenheit zum Absetzen seiner Unreinigkeiten gegeben wird. Die Einfallröhre mündet mindestens $1\frac{1}{2}$ Fuß über dem Boden des Bassins und 3 bis 5 Fuß unter dem Wasserspiegel ein, um sowohl das Eindringen von schweren Körpern, als auch um die Entstehung eines Lufttrichters zu verhindern. Auch führt man wohl zu diesem Zwecke die Röhre gekrümmt in das Bassin ein, so daß die Mündung nach unten gerichtet ist. Uebrigens bringt man noch eine Klappe oder einen conischen Zapfen an, wodurch sich die Einmündung verschließen und der Eintritt des Wassers in die Einfallröhre verhindern läßt. In Fig. 537 ist ein solcher Speiseapparat abgebildet. AB ist das gebogene Kopfstück der Einfallröhre, C die Klappe, D ein Hebel zum Stellen der §. 298

Fig. 537.



Klappe, F eine Scheidewand und G sind zwei Gitter zum Abhalten schwimmender Körper.

Was nun die Einfallröhren anlangt, so bestehen dieselben in der Regel aus Gußeisen, erhalten eine Länge von 5 bis 8 Fuß und eine Weite von $^1/_3$ bis $^1/_2$ der Weite des Treibcylinders. Die Stärke der Röhrenwände beträgt $^3/_4$ bis $^5/_4$ Zoll; die kleinere Stärke giebt man den oberen, die größere den unteren Einfallröhren. Am sichersten ist aber die Stärke e durch die Formel

$$e = 0{,}0025\, p d_1 + 0{,}75 \text{ Zoll},$$

wo d_1 die innere Weite in Zollen und p den Wasserdruck in Atmosphären (à 33 Fuß) bezeichnet, zu bestimmen. Die Formel in Bd. I, §. 363, giebt für bloße Röhrenleitungen kleinere Stärken, diese sind aber hier deshalb nicht anwendbar, weil hier das Wasser mit veränderlicher Kraft und beim schnellen Absperren sogar stoßend wirkt. Uebrigens sind die Einfallröhren einzeln vor dem Einsetzen einer Prüfung zu unterziehen. Man verschließt die Röhre zu diesem Zwecke an beiden Enden, füllt dieselbe mit Wasser und setzt dieses durch eine engere Röhre mit einer hydraulischen Presse in Verbindung. Durch wiederholtes Kolbenspiel dieser Presse wird nun ein Druck erzeugt, der den Wasserdruck, welchen die Röhren künftig auszuhalten haben, mehrfach (4- bis 5mal) übertrifft. Wenn die Röhren bei dieser Prüfung kein Wasser durchlassen, so sind sie in Gebrauch zu nehmen. Viele von diesen Röhren halten diese erste Probe nicht aus, sind aber dessenungeachtet vielleicht noch brauchbar, weil sich später ihre Porosität durch Bildung von Rost verliert, was durch eine zweite Probe, mehrere Wochen später, zu ermitteln ist. Bei der unten näher beschriebenen Wassersäulenmaschine zu Huelgoat hat man gesottenes Leinöl zur hydrostatischen Probe verwendet und dadurch den Röhren einen inneren Firnißüberzug gegeben, welcher sie überdies noch vor den chemischen Wirkungen des Wassers schützt.

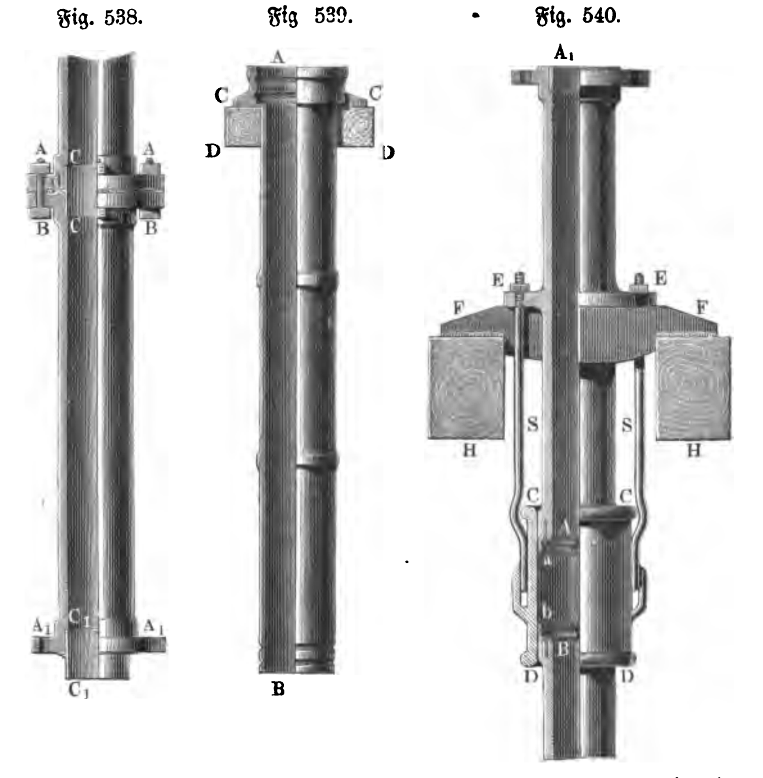
Die Einfallröhren werden mit einander entweder durch einfache Muffen oder durch Kränze und Schrauben (s. Bd. II, §. 164) verbunden. Zwischen je zwei Kränze kommt eine Scheibe von Blei oder Kitt zu liegen, welche durch die Schrauben in den Kränzen stark zusammengedrückt wird. Des genauen Anschließens wegen gießt man das Blei gleich flüssig in den Zwischenraum zwischen je zwei Kränzen, in deren Stirnflächen noch ringförmige Rinnen ausgespart sind, die das flüssige Blei ebenfalls ausfüllt. Den Kitt verfertigt man aus Kalkmehl, Leinölfirniß und zerhacktem Hanfe. In dem Inneren der Röhren werden die Wechsel sehr oft noch durch Muffe aus Kupferblech, ähnlich wie die Büchsen bei Holzröhren, abgedichtet. Eine Röhrenverbindung mit Kränzen und Muffen ist in Fig. 538 theils von außen, theils im Durchschnitt abgebildet. Die Verbindung der Kränze AA und BB durch Schrauben AB, AB ist im Wesentlichen dieselbe wie bei ge-

wöhnlichen Röhrenleitungen, §. 164; der Muff oder die Büchse *CC* hat in der Mitte ihrer Außenfläche einen Rand *d*, welcher in den Wechsel der verbundenen Röhren zu liegen kommt.

Eine einfache Röhre mit Schnauze zeigt Fig. 539. Zur Erzielung einer vollständigen Abdichtung durch Blei u. s. w. sind sowohl in der Schnauze *A* als auch am äußeren Umfange des unteren Röhrenendes *B* ringförmige Rinnen angebracht. Zur Vertheilung des Gewichtes der Einfallröhre sind einzelne Röhren, im Abstande von circa 50 Fuß, mit Nasen oder Rändern *C*, *C* versehen, womit sie auf Einstrichen *D*, *D* zu liegen kommen.

Außer diesen festen Röhrenverbindungen hat man auch noch eine lösbare Muffenverbindung nöthig, damit sich die ganze Einfallröhre ohne Nachtheil setzen, sowie beim Temperaturwechsel ausdehnen oder zusammenziehen könne (s. die Compensationsröhre, Fig. 343, §. 164). Bei der in Fig. 540

Fig. 538. Fig. 539. Fig. 540.



abgebildeten lösbaren Röhrenverbindung sind die etwa 1 Fuß von einander abstehenden Röhrenenden *A*, *B* an ihren Stirnflächen mit je einem Lederstulp *a*, *b* bedeckt und von einem ausgebohrten Muff *CCDD* umgeben. Die

obere Röhre AA_1 enthält in der Mitte die Lagerscheibe EE, welche auf den von den Einstrichen H, H unterstützten gußeisernen Trägern F, F ruht und woran die den Muff tragenden Stangen S, S befestigt sind.

§. 299 **Treibcylinder.** Der Stiefel oder Treibcylinder besteht entweder aus Gußeisen, oder, wegen der größeren Politurfähigkeit des Kanonenmetalles, aus letzterem. Um nicht viel Spiele (pr. Minute drei bis sechs) und eben dadurch weniger Arbeitsverlust zu erhalten, macht man den Treibcylinder mehr lang als weit, so daß der Kolbenhub s in demselben $2^1/_2$ bis 6mal so groß ausfällt, als der Kolbendurchmesser d. Die mittlere Geschwindigkeit v des Kolbens macht man ungefähr nur 1 Fuß, damit die mittlere Geschwindigkeit v_1 des Wassers in den Einfallröhren und daher auch die hydraulischen Hindernisse in denselben nicht zu groß ausfallen. Rathsam ist es, mit der letzten Geschwindigkeit noch nicht die Grenze von 10 Fuß zu überschreiten, zweckmäßiger aber, dieselbe nur bis 6 Fuß zu steigern. Nehmen wir $v = 1$ und $v_1 = 6$ Fuß an, so erhalten wir für das Verhältniß der Einfallröhrenweite d_1 zur Cylinderweite d, da das Wasserquantum $= \frac{\pi d^2 v}{4} = \frac{\pi d_1^2 v_1}{4}$ ist,

$$\frac{d_1}{d} = \sqrt{\frac{v}{v_1}} = \sqrt{1/_6} = 0{,}408;$$

also circa 0,4.

Ist das Aufschlag- oder Speisewasserquantum pr. Secunde $= Q$, so läßt sich für eine doppeltwirkende, oder für eine zweicylindrige einfachwirkende Wassersäulenmaschine setzen:

$$Q = \frac{\pi d^2}{4} \cdot v,$$

und hiernach bestimmt sich die nöthige Weite des Treibcylinders:

$$d = \sqrt{\frac{4 Q}{\pi v}} = 1{,}13 \sqrt{\frac{Q}{v}}$$

also für $v = 1$, $d = 1{,}13 \sqrt{Q}$ Fuß.

Für eine eincylindrige einfachwirkende Wassersäulenmaschine ist

$$Q = 1/_2 \cdot \frac{\pi d^2}{4} v,$$

und daher:

$$d = 1{,}60 \sqrt{\frac{Q}{v}},$$

also für $v = 1$, $d = 1{,}60 \sqrt{Q}$ Fuß zu nehmen.

Hat man nun den Kolbenhub $s = 2^1/_2\, d$ bis $6\, d$ angenommen, so bestimmt sich die Zeit eines einfachen Ganges (Auf- oder Niederganges) durch die Formel:

$$t = \frac{s}{v},$$

also für $v = 1$:

$$t = s \text{ Secunden},$$

und hiernach die Anzahl der Gänge pr. Minute:

$$n_1 = \frac{60''}{t} = \frac{60 \cdot v}{s},$$

also für $v = 1$, $n_1 = \frac{60}{s}$, die Anzahl der Spiele:

$$n = \frac{n_1}{2} = \frac{30 v}{s},$$

oder für $v = 1$, $n = \frac{30}{s}$.

Uebrigens ist es zweckmäßiger, bei einer einfachwirkenden eincylindrigen Wassersäulenmaschine den Aufgang etwas langsamer und dafür den Niedergang etwas schneller als mit der mittleren Geschwindigkeit vor sich gehen zu lassen, weil die hydraulischen Hindernisse beim Aufgange größer sind, als beim Rückgange.

Der Treibcylinder ist innerlich genau auszubohren und auszuschleifen, damit sich der Kolben in ihm leicht und vollkommen abschließend auf und nieder bewegen kann. Die Wandstärke macht man wegen des allmäligen Abschleifens, verhältnißmäßig sehr groß; bei den bestehenden Maschinen ist sie 2 bis 3 Zoll; indessen hängt sie jedenfalls auch von der Druckhöhe und Cylinderweite ab, und ist schicklicher durch die Formel

$$e = 0{,}0025\, p d + 1{,}25 \text{ Zoll}$$

zu berechnen. Zur Verstärkung des Cylinders kann man denselben mit einigen ringförmigen Rippen gießen lassen.

Der Treibkolben wird von der Wassersäule mit einer Kraft P nach unten oder in der Richtung der Kolbenbewegung gedrückt, welche sich messen läßt durch das Gewicht $Fh\gamma$ einer Wassersäule, deren Grundfläche F die Kolbenfläche und deren Höhe die senkrechte Tiefe h dieser Fläche unter dem Wasserspiegel im Einfallreservoir ist; und eine gleich große Kraft $(-P)$ in entgegengesetzter Richtung übt diese Wassersäule auf den Boden des Treibcylinders selbst aus. In der Regel beträgt diese Höhe h mehrere hundert Fuß, ist also auch diese Kraft des Wassers sehr beträchtlich und daher nöthig, dem Treibcylinder eine starke Unterstützung zu geben. Da diese Maschinen größtentheils nur zum Wasserheben aus Gruben angewendet werden, so kommen sie in Schächte zu stehen und können daher nicht unmittelbar auf festes Gestein oder Grundmauerung gesetzt werden, sondern es ist nöthig, dieselben durch Gewölbe oder Träger aus Eisen oder starke Balken aus Eichenholz zu un-

terstützen. Bei einigen Maschinen hat man die Cylinder unmittelbar auf gußeiserne Bogen gestellt.

Bei der in Fig. 541 skizzirten Wassersäulenmaschine wird der Treibcylinder von einem Paar eiserner Balken L, welche in der Mitte von gußeisernen Streben unterstützt sind, getragen. Die Kraft $-P$ wird dann zum Theil

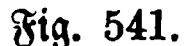
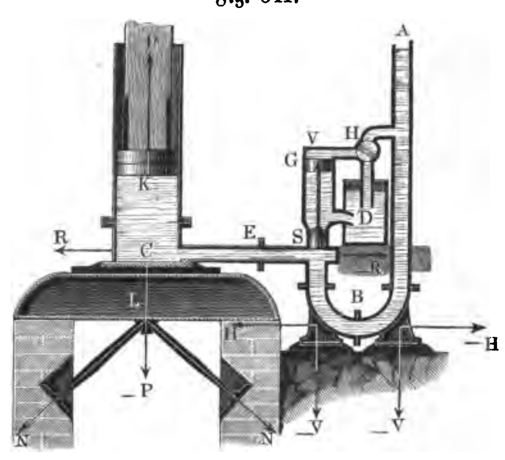


Fig. 541.



von diesen Streben aufgenommen, welche in Folge dessen die schräg abwärts gerichteten Schübe N, N gegen die Unterstützungsmauern, und mittels dieser wieder gegen das feste Gestein ausüben.

Ebenso übt auch die Einfallröhre einen ihrem Querschnitte F_1 proportional wachsenden Druck $(-V)$ nach unten aus, welcher eine besondere Unterstützung von unten nöthig macht. Außerdem hat der Treibcylinder noch eine Horizontal- oder Seitenkraft $R = F_2 h \gamma$ auszuhalten, welche mit dem Querschnitte F_2 des Communicationsrohres CS wächst, sowie die Einfallröhre eine mit ihrem Querschnitte F_1 proportional wachsende Seitenkraft $(-H) = F_1 h \gamma$. Diesen Kräften halten die gleichen Gegenkräfte $(-R)$ und H in dem Communicationsrohre BS das Gleichgewicht, so daß zwar die Maschine im Ganzen keinen Druck zur Seite ausübt, dagegen aber ein Bestreben zum Zerbersten in horizontalen Richtungen besitzt, welchem durch die Röhrenschlösser E und B, sowie durch die unterstützenden Sohlplatten entgegenzuwirken ist. Bei der Einrichtung der abgebildeten Maschine hat das gekröpfte Communicationsrohr BS auch noch einen Verticaldruck $(-V)$ auszuhalten, weshalb es erforderlich ist, auch dieses Rohr mit einem auf einer festen Basis stehenden Fuße zu versehen.

Treibkolben. Der Treibkolben, welcher die Kraft des Wassers §. 300
unmittelbar aufnimmt, besteht im Wesentlichsten aus einem außen abgedrehten und in den Treibcylinder einpassenden Cylinder. Um den vollkommenen Abschluß zu bewirken, ohne ein bedeutendes Hinderniß in der Bewegung zu erhalten, wird die sogenannte Liderung (eigentlich wohl Lederung, franz. aber garniture, engl. packing, leathering) angewendet, und dieselbe kann nun entweder an dem Kolben oder an dem Cylinder festsitzen. Im ersten Falle besteht der Kolben aus einem niedrigen Cylinder, der nur $1/5$ bis $1/2$mal so hoch als dick ist, im zweiten Falle bildet er aber einen mit dem Stiefel gleich langen Cylinder, und erhält dann gewöhnlich den Namen Mönchskolben oder Bramahkolben (franz. plongeur; engl. plunger). Die Liderung der Treibkolben besteht in der Regel aus Lederriemen oder in Lederstulpen, seltener aus Lederscheiben oder aus Metallringen; sie muß immer im Verhältniß des Wasserdruckes an die innere Cylinder- oder äußere Kolbenfläche anschließen, damit sie einerseits kein Wasser durchläßt, und andrerseits auch keine zu große Reibung veranlaßt. Aus diesem Grunde sind denn auch die autoclaven oder hydrostatischen Liderungen, wo das Leder oder der ablidernde Körper durch das Wasser selbst an die abgeschliffene Fläche angedrückt wird, die vorzüglichsten. In der Regel näht oder nietet man einen solchen Liderungskranz aus 3 bis 4 in Fett getränkten Lederriemen zusammen, und legt ihn nun entweder in am Umfang des Kolbens ausgedrehte ringförmige Rinnen oder befestigt ihn mittels Schrauben und durch einen Metallring umgestülpt auf die Grundfläche des Kolbens.

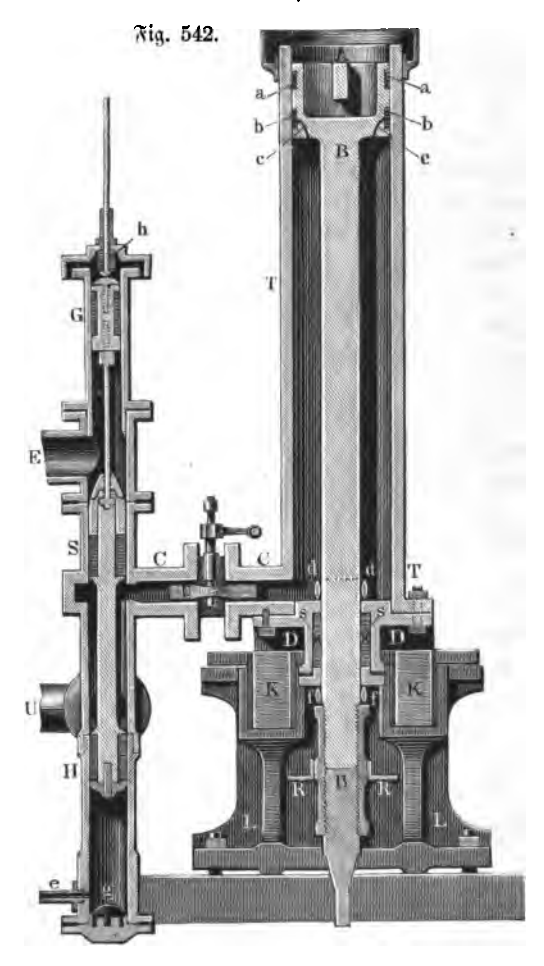
In Fig. 542 (a. f. S.) ist ein Treibkolben (von einer Clausthaler Wassersäulenmaschine) mit eingelegten Liderungskränzen abgebildet. A ist der eigentliche Kolben oder sogenannte Kolbenstock und BB die mit ihm ein Ganzes bildende Kolbenstange, ferner sind aa und bb die Liderungskränze und cc die feinen Bohrungen, durch welche der innere Umfang des unteren Lederkranzes mit dem Druckwasser in Verbindung gesetzt wird.

Die Stulpliderung des Treibkolbens an einer Freiberger Wassersäulenmaschine ist in Fig. 543 (a. f. S. 701) abgebildet. Es ist hier $AABB$ der gußeiserne Kolbenstock, welcher den Fuß D der Kolbenstange umgiebt und darin durch den Splint S befestigt wird. Die Fußplatte AA dieses Kolbenstockes wird vom Lederstulp LL, und dieser wieder von einem eisernen Teller E bedeckt. Sowohl die Fußplatte als auch der Teller sind am Rande gebogen, um dem Stulpe als Lagerflächen dienen zu können. Vier Schraubenbolzen $a, a \ldots$ dienen dazu, den Teller auf den Stulp aufzudrücken und ihn mit der Flußplatte des Kolbenstockes zu befestigen.

Aus der Figur ist noch zu entnehmen, wie der Treibcylinder CC mit seinem Fußstücke F durch eine Schnauze KK und durch Schraubenbolzen

bn, *bn*... verbunden ist. Dieses Fußstück bildet zugleich einen Theil des bei *O* einmündenden Communicationsrohres.

Fig. 542.



Ein Bramahkolben läßt sich ebenfalls hydrostatisch ablidern, wie aus Fig. 544 zu ersehen ist. Hier ist *A* der Kolben, *B* der Cylinder, *C* das Communicationsrohr, *DD* die aufgeschraubte Liderungsbüchse, *aa* der Liderungsring und *bb* die Bohrung für die hydrostatische Liderung. Jedenfalls ist diese Liderung in einer besonderen Büchse leichter herzustellen und leichter zu unterhalten, als die Liderung, welche mit dem Kolben in fester Verbindung steht. Auch empfiehlt sich die Anwendung dieser ungeliderten Kolben noch dadurch, daß es leichter ist, einen Cylinder richtig rund ab- als

auszudrehen. Ein besonderer Vortheil dieser Einrichtung erwächst endlich noch daraus, daß es hier möglich ist, durch Auswechselung des Kolbens und

Fig. 543.

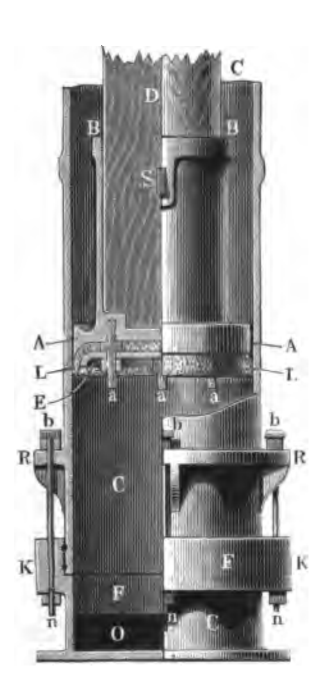
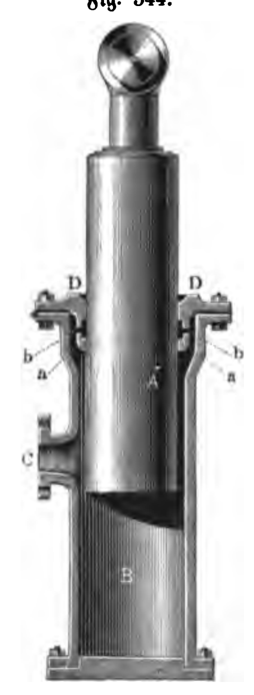


Fig. 544.



der Liderungsbüchse die Kraft der ganzen Maschine nach Bedürfniß zu verstärken oder überhaupt zu verändern.

Kolbenstange und Stopfbüchse. Die Treibekolbenstange (franz. tige du piston; engl. piston rod) ist von dem Treibkolben aus entweder nach der Mündung oder nach dem Boden (oder Deckel) des Cylinders gerichtet. Im ersteren Falle bedarf sie keiner besonderen Bearbeitung und kann daher auch von Holz sein, wie aus der Zeichnung in Fig. 543 zu ersehen ist; im zweiten Falle hingegen muß sie durch eine Stopfbüchse gehen, deshalb aber rund abgedreht werden, und kann daher nur aus Eisen oder Kanonenmetall bestehen. Die Stärke einer solchen Stange ist nach der Theorie der absoluten Festigkeit zu bestimmen. §. 301

Ist d der Treibkolbendurchmesser und p der Wasserdruck auf jeden Quadratzoll des Kolbens, so hat man die Kraft desselben:

$$P = \frac{\pi d^2}{4} \cdot p;$$

ist nun aber d_2 die Stärke der Kolbenstange und T der Tragmodul ihres Materials, so hat man das Tragvermögen derselben:

$$P = \frac{\pi d_2^2}{4} T;$$

man erhält daher durch Gleichsetzen beider Kräfte die nöthige Kolbenstangenstärke:

$$d_2 = d \sqrt{\frac{p}{T}}.$$

Hierzu ist T aus der Tabelle in Bd. I, §. 212 zu nehmen, p aber durch die Formel

$$p = \frac{h \gamma}{144},$$

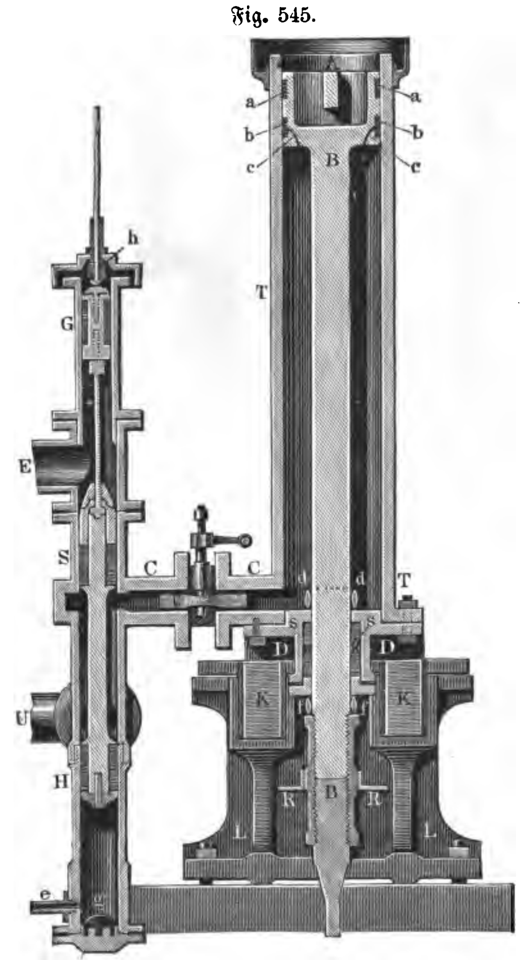
wo h die Druckhöhe in Fußen bezeichnet, zu bestimmen.

Für eine Kolbenstange aus Schmiedeeisen, welche bloß einer Zugkraft ausgesetzt ist, kann man $T = 10000$ Pfund, und folglich $d_2 = 0{,}01\, d \sqrt{p}$ $= 0{,}00655 \sqrt{h}$ Zoll setzen.

Stangen, welche die Kraft mittels Druck fortpflanzen, macht man doppelt so stark (vergl. Bd. I, §. 269).

Die Stopfbüchse (franz. boîte à garniture; engl. stuffing-box) ist ein auf einer Endfläche des Cylinders aufsitzendes Gehäuse, welches mit Lederscheiben oder Hanfzöpfen so ausgefüttert ist, daß sich die hindurchgehende Kolben-

Fig. 545.



stange leicht bewegen läßt, ohne Wasser oder nach Befinden Dampf, Luft u. s. w. hindurch zu lassen. Bei den Wassersäulenmaschinen sind die Stopfbüchsen in der Regel mit Lederscheiben abgelidert, weswegen man sie auch Lederbüchse (franz. boîte à cuir) nennt. Man ersieht aus Fig. 545 in *BB* die Kolbenstange, *DD* die Stopfbüchse, deren Liderung durch einen Deckel *B* zusammengepreßt wird. Zuweilen bringt man zwischen die Lederscheiben noch einen metallenen Ring mit durch feine Bohrungen communicirenden Schmierrinnen, wie *ss*, Fig. 545. Geht die Kolbenstange durch den Deckel der Stopfbüchse, so erhält der Deckel der Stopfbüchse eine Vertiefung zur Aufnahme der Schmiere, geht sie aber durch die Fußplatte des Cylinders, so muß man die Schmiere künstlich zupressen.

Bei der Clausthaler Maschine hat man auch Schmierpressen angewendet, welche mittels eines kleinen Kolbens, der durch ein kleines Gewicht niedergedrückt wird, die Schmiere durch eine feine Röhre, den erwähnten Messingring mit X-förmigem Querschnitt, im Innern der Liderung zupressen.

Die Schmiere besteht aus 6 Theilen Schweinefett, 5 Theilen Talg und 1 Theil Baumöl, besser aber in reinem Olivenöl oder Ochsenklauenöl.

Steuerung. Die Steuerung ist gleichsam die Seele einer Wassersäulenmaschine, durch sie wird diese Maschine erst in den Stand gesetzt, ihre Arbeit ohne Unterbrechung zu verrichten. Sie besteht im Wesentlichen aus zwei Hauptvorrichtungen, wovon die eine das abwechselnde Zulassen und Absperren des Kraft- oder Betriebswassers vom Treibcylinder unmittelbar bewirkt, die andere aber dazu dient, die erste Vorrichtung mit der eigentlichen Kraftmaschine (mit der Treibkolbenstange) zu verbinden, so daß zu ihrer Bewegung eine fremde Hülfe nicht nöthig ist. Wir können recht gut jene Vorrichtung die innere, diese aber die äußere Steuerung nennen. §. 302

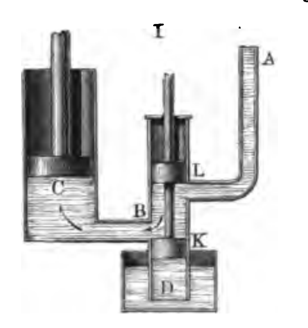
Was die innere Steuerung anlangt, so kommt davon bei den Wassersäulenmaschinen vorzüglich die Kolbensteuerung vor. Aeltere Maschinen haben eine Hahnsteuerung und neuere Wassersäulenmaschinen sind auch wie die Dampfmaschinen, mit Ventil- und Schiebersteuerungen ausgerüstet.

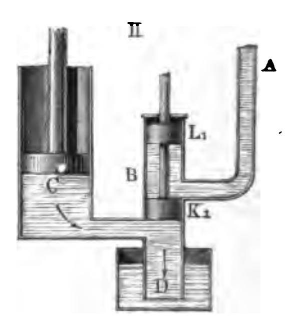
Die Art und Weise, wie die Umsteuerung durch einen Hahn bewirkt wird, ist bereits aus dem Obigen (§. 297) bekannt und die Wirkungsweise eines Steuerkolbens ist aus Folgendem zu ersehen.

Kolbensteuerung. Die Einrichtung der Kolbensteuerung für eine eincylindrige, einfachwirkende Maschine führt Fig. 546, I. u. II. (a. f. S.), vor Augen. Es ist hier *A* die Einfallröhre, *C* der Treibcylinder, *B* der den Steuerkolben einschließende Steuercylinder, *D* das Ausgußrohr, sowie *K* der Steuerkolben und *L* der sogenannte Gegenkolben, welcher nur dazu

dient, durch Erzeugung eines Gegendruckes eine leichtere Bewegung des Steuerkolbens oder der Steuerkolbenstange zu bewirken. Bei der tieferen

Fig. 546.

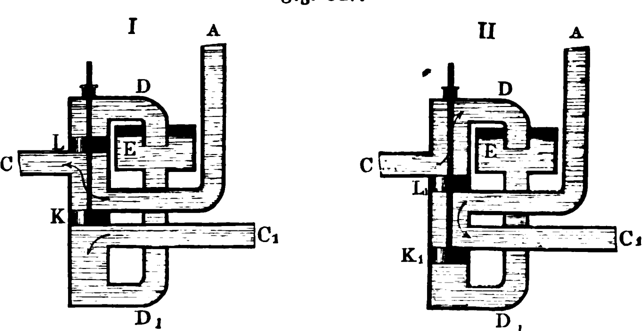




Stellung (I.) des Steuerkolbens K ist der Treibcylinder mit der Einfallröhre in Verbindung gesetzt, es kann daher der Treibkolben emporsteigen, bei der höheren Stellung (II.) hingegen sperrt der Steuerkolben K_1 das Kraftwasser ab, es kann daher der Treibkolben nur das unter ihm befindliche Wasser bei D zum Austritte nöthigen.

Die Einrichtung der Kolbensteuerung für eine doppeltwirkende oder für eine zweicylindrige Wassersäulenmaschine läßt sich aus Fig. 547, I. und II., ersehen. Es ist auch hier A die Einfallröhre, sowie C das Communicationsrohr nach dem einen und C_1 nach dem anderen Treib-

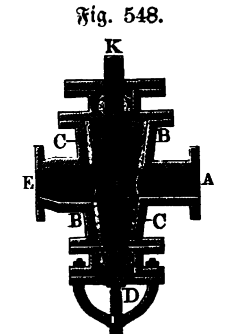
Fig. 547.



cylinder, ferner D der Ausguß für den ersten und D_1 der Ausguß für den zweiten Cylinder. Man sieht nun aus I., wie bei der oberen Kolbenstellung das Kraftwasser mit C in Verbindung gesetzt ist, und das todte Wasser aus C_1 durch D_1 nach E abfließen kann, und aus II., wie bei der tieferen Kolbenstellung das Kraftwasser nach C_1 treten und das abgesperrte Wasser unter dem Treibkolben von C nach D fließen und bei D austreten kann.

Steuerhahn. Der Hahn oder die Piepe kam als Regulator oder Umsteuerungsapparat noch bei den alten Wassersäulenmaschinen zu Bleiberg in Kärnthen und bei den von Schitko construirten Wassersäulenmaschinen zu Schemnitz in Ungarn vor. Er hat die Form eines abgekürzten Kegels und sitzt in einem gleichgestalteten Gehäuse; um ihn leicht drehen zu können, läuft er in schwächeren cylindrischen Enden aus, die von Stopfbüchsen umgeben werden. Wegen des starken Abführens setzt man ein hartmetallenes Futter in das Hahngehäuse, was sich leicht auswechseln läßt. In Fig. 548 ist *HH* der Hahn, *BB* sein Gehäuse und *CC* dessen Futter, §. 303

Fig. 548.

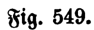


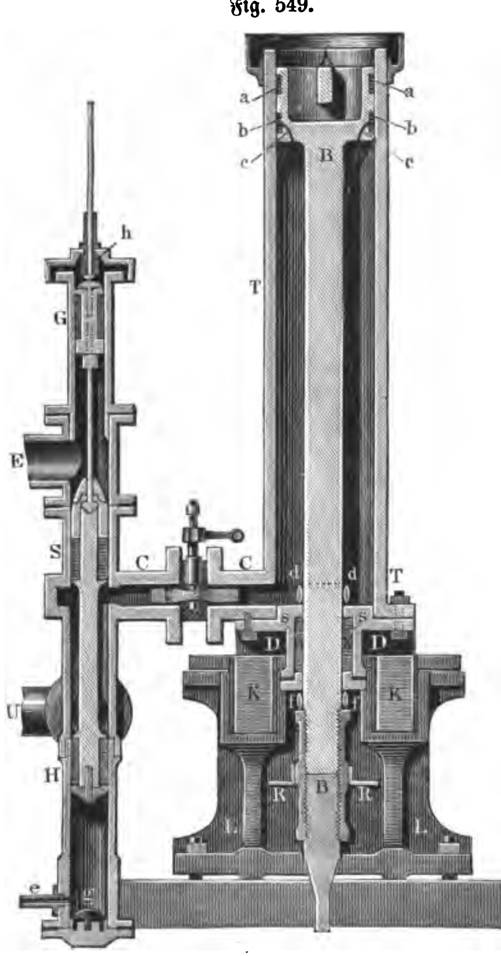
ferner *K* der Kopf, an dem die Umdrehungskraft angreift, und *D* eine Schraube, um den Hahn in seinem Gehäuse nach Bedürfniß zu heben oder zu senken. Die Bohrungen oder Wege des Hahnes sind verschieden, namentlich bei einfach wirkenden einstiefeligen Maschinen anders als bei doppelt wirkenden einstiefeligen oder einfach wirkenden zweicylinderigen Maschinen, wie wir auch schon oben gesehen haben.

Aendert sich die Bewegungsrichtung des Kraftwassers im Hahne um 90 Grad, so wird der Hahn durch dieses Wasser mit einer Kraft in diagonaler Richtung gegen sein Gehäuse gepreßt, welche bei einer großen Druckhöhe und einem nicht unbedeutendem Querschnitte der Hahnbohrung eine große Reibung und ein starkes Abführen hervorbringt; dieses nachtheilige Verhältniß hat aber Schitko bei seinen Elidirungshähnen, wie Fig. 548 vorstellt, beseitigt, er hat nämlich, der Hauptbohrung *a* entgegengesetzt, noch zwei Ausschnitte b und b_1 im Hahne angebracht, und diese durch feine Löcher c und c_1 mit jener verbunden, so daß sich in ihnen ein Gegendruck bildet, der bei richtiger Größe der Ausschnitte dem Diagonaldrucke in der Hauptbohrung das Gleichgewicht hält.

Zur Verminderung des Abführens oder wenigstens zur Beseitigung des ungleichförmigen Abführens, trägt es ferner noch bei, wenn man den Hahn nicht bloß um 90^0 hin- und zurückdreht, sondern wenn man denselben immer in derselben Richtung im Kreise herumführt, weil dadurch nach und nach alle Theile im Umfange des Hahnes mit allen Theilen der inneren Mantelfläche in Berührung kommen. Die Hähne sind zuerst vom Herrn Bergrath Brendel angewendet worden und finden sich auch bei den hierortigen, von Herrn Brendel construirten Wassersäulenmaschinen vor. Die näheren Verhältnisse der Brendel'schen Steuerung werden wir aber weiter unten (§. 314) näher kennen lernen.

§. 304 **Steuerkolben.** Was nun die Kolbensteuerung anlangt, so wendet man bei derselben meist Kolben mit Packwerk von über einander liegenden Lederscheiben an, ähnlich wie wir oben (§. 301) bei der Liderung der Stopfbüchsen angegeben haben. Bei der Maschine zu Huelgoat ging der aus Kanonenmetall bestehende Steuerkolben anfangs 7 Jahre ohne Liderung, während der Anwesenheit des Verfassers (1839) wurde aber, da er sich um 1 Millimeter abgeschliffen hatte, statt dessen ein neuer mit einem aus 24 zusammengepreßten Lederscheiben bestehenden, 5 Zoll hohen, vollkommen abgedrehten Packwerk eingesetzt. Reichenbach hat auch Kolben mit einem zinnenen Liderringe angewendet, und in der neueren Zeit hat man bei den baierischen Maschinen eine vereinigte Lederstulp- und Zinnringliderung vortheilhaft gefunden.

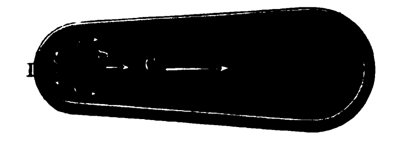

Fig. 549.



Wenn am Ende des Treibkolbenspieles der Steuerkolben *S*, Fig. 549, emporsteigt und die Wassersäule allmälig vom Cylinder *TT* absperrt, also das Wasser in seiner Bewegung auf dem Wege *EC* gehemmt wird, so preßt es den Steuerkolben einseitig, und es giebt dadurch zu einem sehr starken Abführen des Steuerkolbens Veranlassung; um aber dies zu verhindern, führt man das Ende des Communicationsrohres *CD*, Fig. 550, ganz um den Steuercylinder *S* herum, so daß es diesen voll-

kommen umschließt, und das Wasser von allen Seiten her auf den auf- oder niedersteigenden Kolben drücken muß. Jedenfalls leidet bei dieser Einrichtung die Liderung noch etwas, weil sie sich hier beim Durchgange *CD* ausdehnen kann und bei dem höheren oder tieferen Kolbenstande wieder zusammengedrückt wird, und deshalb ist denn die Zu- und Abführung des Wassers aus dem Treibcylinder in den Steuercylinder durch Löcher, wie Fig. 551

Fig. 550.



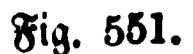


Fig. 551.



im horizontalen Durchschnitte vor Augen führt, in dieser Beziehung noch besser, obwohl in anderer Beziehung wieder ein Nachtheil, nämlich dem durchfließenden Wasser ein größeres hydraulisches Hinderniß, erwächst.

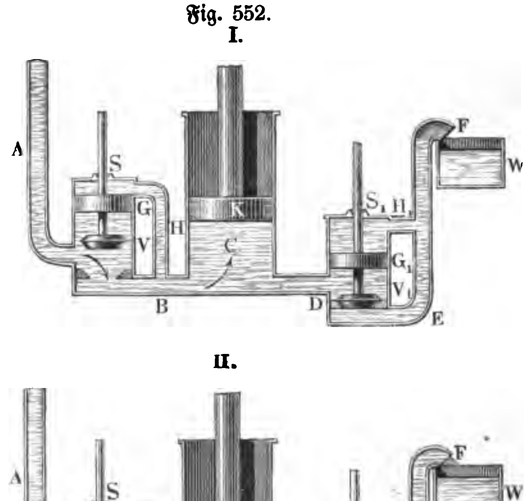
Von Wichtigkeit auf den Gang einer Wassersäulenmaschine ist noch die Form des Steuerkolbens *S*, Fig. 549. Es darf nämlich die Communication zwischen *C* und *E* nicht plötzlich aufgehoben und dadurch die Bewegung der Wassersäule in der Einfallröhrentour nicht momentan vernichtet werden, weil sonst eine bedeutende Erschütterung in der Maschine, die sich auch durch ein starkes Geräusch kundgiebt, entsteht, welche nicht selten das Zersprengen der Röhren oder das Ausgehen derselben in den Schlössern zur Folge gehabt hat. Um diesen Stoß oder den sogenannten Widder des Wassers zu beseitigen, hat man natürlich nur nöthig, das Absperren des Kraftwassers allmälig vor sich gehen zu lassen. Dies ist aber nur durch eine langsame Bewegung und durch eine besondere Form des Steuerkolbens zu bewirken. Von den Mitteln, eine langsame Steuerkolbenbewegung hervorzubringen, kann erst in der Folge die Rede sein, was aber die Gestaltung des Kolbens anlangt, so ist es nöthig, den Kopf des letzteren, oder vielmehr denjenigen Theil desselben, welcher die Absperrung zunächst bewirkt, conisch zu formen, oder auf denselben einen conischen Hut aufzusetzen, welcher eine ringförmige Mündung zwischen *C* und *E* herstellt, die sich mit dem Aufgange des Steuerkolbens allmälig mehr und mehr verengt, bis sie endlich ganz verschwindet und dadurch die Communication aufgehoben wird. Außerdem bringt man auch wohl noch Einschnitte in dem Kolbenstock selbst an, welche, von oben nach unten gehend, sich zuletzt allmälig verlaufen, so daß anfangs noch immer eine schwache Communication zwischen *C* und *E* übrig bleibt, wenn auch der eigentliche Steuerkolbenstock schon ringsum von dem Steuercylinder umschlossen wird, und dieser Kolben erst nach Durchlaufen des letzten Theiles seines Weges vollkommen absperrt. Bei der Wassersäulenmaschine zu Claus-

thal ist die Conicität und die Elidirung des Steuerkolbens zugleich angewendet; bei der Maschine zu Huelgoat hingegen, ist dieser übrigens faßförmig abgerundete Kolben mit 10 Ausschnitten versehen.

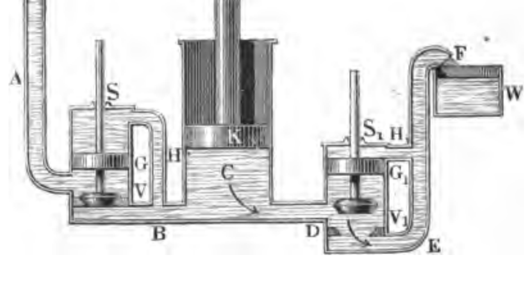
§. 305 **Ventil- und Schiebersteuerung.** Die Art und Weise, wie sich die Steuerung einer Wassersäulenmaschine durch Ventile einrichten läßt, führt Fig. 552, I. und II., vor Augen. Es ist hier V das Einlaß- und V_1 das Auslaßventil,

Fig. 552.

I.



II.

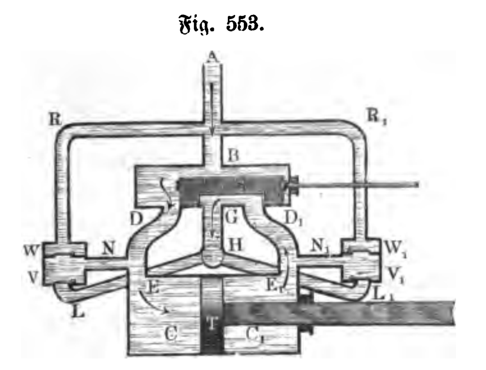


jedes in einem besonderen Steuercylinder S und S_1 enthalten. Beim Aufgange des Treibkolbens (in I.) ist V geöffnet und V_1 geschlossen, so daß das Wasser ungehindert aus der Einfallröhre A durch die Ventilöffnung hindurch und mittels des Communicationsrohres B nach dem Treibcylinder C treten kann; beim Niedergange des Treibkolbens (in II.) ist hingegen V geschlossen und V_1 geöffnet, so daß das Wasser aus dem Treibcylinder C durch das Communicationsrohr D und durch die Oeffnung des Ventils V_1 hindurch nach dem Austragerohr EF strömen und in den Wasserkasten W ausfließen kann. Um die Bewegung der Ventile so viel wie möglich zu erleichtern, wendet man noch Gegenkolben G und G_1 an, welche mit den entsprechenden Ventilen auf einer und derselben Stange zu sitzen kommen, und setzt den Raum über dem ersten Gegenkolben (G) durch ein Rohr H mit dem

Communicationsrohre B, sowie den Raum über dem zweiten Gegenkolben (G_1) durch ein Rohr H_1 mit der Austrageröhre EF in Communication. Ist der Querschnitt eines solchen Kolbens nahe gleich dem des mit ihm auf derselben Stange sitzenden Ventiles, so drückt dann das Wasser auf die ganze Verbindung fast eben so stark ab- als aufwärts, und es fordert daher die Bewegung derselben nur eine kleine Kraft.

Die Wirkungsweise einer Schiebersteuerung ist aus einer in Fig. 553 abgebildeten liegenden Wassersäulenmaschine zu ersehen. Beim Hingange des Treibkolbens T fließt das Wasser aus der Einfallröhre AB bei B in die Steuerkammer BDD_1 und von da bei D in das nach dem Treibcylinder C führende Communicationsrohr DE. Hat der Treibkolben seinen Hinweg zurückgelegt, so wird der Schieber S zurückgeschoben, so daß er die entgegengesetzte Stellung einnimmt. Hierbei kommt der Canal im Schieber S über die Mündung D des Communicationsrohres DE und über die Mündung G der Abfluß- oder Austragröhre GH zu stehen, so daß das Kraftwasser auf dem Wege ABD_1E_1 zum Treibcylinder C_1 gelangen und den Treibkolben zurücktreiben, sowie das vom letzteren aus dem Treibcylinder C herausgedrückte Wasser durch den Schiebercanal hindurch in die genannte Röhre GH treten und zum Ausflusse gelangen kann. Ist der Treibkolben wieder links angelangt, so wird der Schieber wieder rechts geschoben und es beginnt bei der abgebildeten Stellung desselben ein neues Kolbenspiel.

Fig. 553.

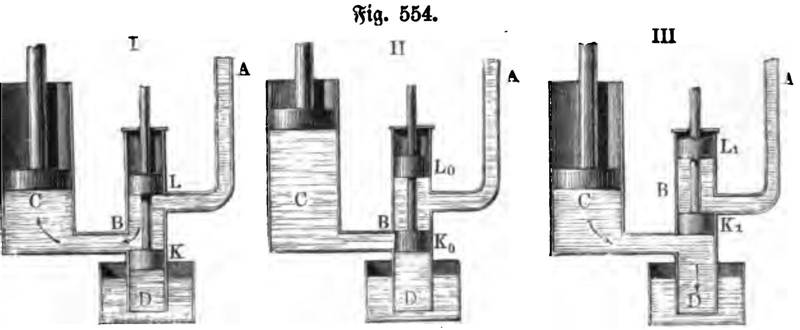


Die übrige Einrichtung der Steuerung wird weiter unten (§. 307) beschrieben werden.

Eigenthümlichkeit der Steuerung der Wassersäulenmaschinen. Die Vorrichtung zur Bewegung der Steuerung einer Wassersäulenmaschine ist eine ziemlich complicirte, und deshalb meist zusammengesetzter, als bei den Dampfmaschinen, weil man es hier mit einem fast incompressibeln und unausdehnbaren Körper, dem Wasser, zu thun hat, welches sogleich seinen Druck verliert, wenn es auf allen Seiten von der drückenden Wassersäule abgesperrt wird. In dem Augenblicke, wenn der Steuerkolben K_0, Fig. 554 (II. a. f. S.), bei seinem Aufgange das Druckwasser AB vom Treibcylinder C absperrt, ist auch der Druck des Wassers auf den Treib- §. 306

kolben aufgehoben, und es durchläuft dann der letztere in Folge seiner Trägheit noch einen kleinen Weg, ohne daß ihm das darunter befindliche Wasser

Fig. 554.



folgen kann. Es entsteht folglich hierbei unter dem Treibkolben ein luftleerer Raum, und es bleibt nur noch der Druck der Luft auf die äußere Kolbenfläche in Wirksamkeit. Bezeichnet h die Druckhöhe des Wassers vor dem Absperren durch den Steuerkolben, ferner b die Höhe einer den Atmosphärendruck messenden Wassersäule, sowie F den Inhalt der Treibkolbenfläche und γ die Dichtigkeit des Wassers, so ist die der Treibkolbenlast gleich zu setzende Kraft des Wassers vor dem Absperren:

$$P = F h \gamma,$$

dagegen die durch den Druck der Luft auf die äußere Kolbenfläche nach dem Absperren erwachsende Vergrößerung der Kolbenlast:

$$P_1 = F b \gamma,$$

und daher die ganze Last des Treibkolbens, wodurch derselbe nach dem Absperren des Kraftwassers in Ruhe versetzt wird:

$$P + P_1 = F (h + b) \gamma.$$

Bezeichnet nun noch $M = \frac{G}{g}$ die träge Masse des Kolbens sammt Gestänge, sowie v die Geschwindigkeit desselben im Augenblicke des Absperrens, und folglich $\frac{M v^2}{2} = \frac{G v^2}{2 g}$ das Arbeitsvermögen der trägen Masse der Maschine, so läßt sich der Weg s_1, welchen der Treibkolben nach dem Absperren zurücklegt, bis er zur Ruhe übergeht, durch den Ausdruck

$$s_1 = \frac{\text{Arbeit}}{\text{Kraft}} = \frac{G}{F (h + b) \gamma} \frac{v^2}{2 g}$$

bestimmen.

Da nun v klein ist, meist nicht über 1 Fuß, folglich $\frac{v^2}{2 g}$ nicht über 0,016 Fuß beträgt, und auch das Verhältniß $\frac{G}{F (h + b) \gamma}$ meist nur eine mäßige

Größe hat, so fällt der Weg s_1 des Treibkolbens während seiner verzögerten Bewegung nur sehr klein aus.

Wenn nun der Steuerkolben mit der Kraftmaschine unmittelbar in Verbindung stände und daher die Bewegung des Steuerkolbens von der des Treibkolbens abhinge, so würde dieser Kolben während der Zurücklegung seines letzten Wegtheiles s_1 nicht im Stande sein, die Umsteuerung vollständig zu beendigen, d. i. den Steuerkolben in die Stellung K_1 (III.) zu bringen, wobei das Aufschlagwasser durch das Austragrohr D abfließen und der Treibkolben ungehindert niedergehen kann.

Noch ungünstiger stellt sich dieses Verhältniß heraus, wenn der Treibkolben am Ende seines Rückweges durch Herabschieben des Steuerkolbens das Umsteuern bewirken soll. Wenn hierbei der Steuerkolben nach K_0 (II.) gekommen ist, so wird dem austretenden Wasser durch K_0 der Weg durch den Steuercylinder gänzlich versperrt und folglich auch der niedergehende Treibkolben plötzlich in seiner Bewegung aufgehalten. Mit diesem fast momentanen Inruhesetzen der trägen Massen des Treibkolbens sammt Gestänge u. s. w. ist nun nicht allein eine bedeutende und höchst nachtheilige Erschütterung der Maschine, sondern auch der Nachtheil verbunden, daß nun auch der Steuerkolben nicht weiter abwärts bewegt wird und folglich die ganze Arbeitsverrichtung ihr Ende erreicht hat.

Diese Unzulänglichkeiten kommen übrigens nicht allein bei der Kolbensteuerung, sondern auch bei allen übrigen Steuerungen in ähnlicher Art vor. Es ist daher nöthig, dieselben durch besondere mechanische Hülfsmittel zu beseitigen.

Hülfsmittel einer regelmässigen Steuerung. Die mechanischen Hülfsmittel zur Herstellung einer regelmäßigen Steuerung der Wassersäulenmaschinen sind verschieden, je nachdem die Maschine §. 307

1) bloß eine geradlinig auf- und nieder-, oder hin- und zurückgehende Bewegung hat, oder

2) dieselbe außer ihrer ursprünglich absetzend geradlinigen Bewegung noch eine stetige Kreisbewegung besitzt, welche letztere natürlich durch besondere Zwischenmaschinen erst aus der ersteren abgeleitet werden muß.

Die Umsetzung der absetzenden geradlinigen Bewegung in eine stetige Kreisbewegung ist jedoch an einer eincylindrigen einfach wirkenden Wassersäulenmaschine nicht leicht ausführbar; es gehört hierzu mindestens eine doppelt wirkende Wassersäulenmaschine. Durch zwei gekuppelte doppelt wirkende Maschinen, wovon die eine um den halben Hub vor der anderen vorausgeht, wird derselbe Zweck noch vollkommener erreicht.

Bei diesen Wassersäulenmaschinen mit stetiger Kreisbewegung verbindet man die Steuerkolbenstange so mit dem Rotationsmechanismus, daß sie von

demselben in derselben Zeit ein Mal auf- und nieder- oder hin- und zurückbewegt wird, während der Treibkolben ein vollständiges Spiel verrichtet. Damit hierbei der letztere in seiner Bewegung nicht unterbrochen oder gestört werde, bedient man sich folgender Hülfsmittel:

1) Man giebt dem Steuerkolben K_0 (II.) eine so kleine Höhe, daß er beim Durchgange durch die Einmündung des Communicationsrohres in den Steuercylinder diese Mündung nicht ganz verschließt und folglich über oder unter K_0 eine Communication des Treibcylinders mit dem Steuercylinder übrig bleibt. In diesem Falle fließt während des mittleren Standes des Steuerkolbens eine kleine Wassermenge unmittelbar aus A nach D und wird folglich der Maschine Kraftwasser entzogen.

2) Man führt vom Communicationsrohre aus eine Seitenröhre in das Austragrohr oder in das Unterwasser und verschließt deren Einmündung in das erstere durch ein sich nach Innen öffnendes Ventil (Saugventil), sowie eine Seitenröhre in das Einfallrohr und versperrt deren Einmündung in das Communicationsrohr durch ein Ventil (Steigventil), welches sich nach außen, d. i. nach diesem Seitenrohre zu, öffnet. Wenn nun der Steuerkolben K bei seinem Aufgange in die Stellung K_0 (II. Fig. 554) kommt, und folglich den Zutritt des Wassers aus A nach C verhindert, so öffnet sich das erstere der genannten Ventile und es wird hierbei so viel Wasser aus dem Austragrohre angesaugt, als nöthig ist, um den während dieser Absperrung vom Treibkolben durchlaufenen Raum auszufüllen; wenn hingegen der Steuerkolben bei seinem Niedergange in die angegebene Stellung gelangt, und folglich der Abfluß des Wassers aus C nach D verhindert wird, so öffnet sich das zweite oder Steigventil, und es wird das während dieses Verschlusses vom Treibkolben verdrängte Wasser durch dieses Ventil hindurch- und in die Einfallröhre zurückgedrängt.

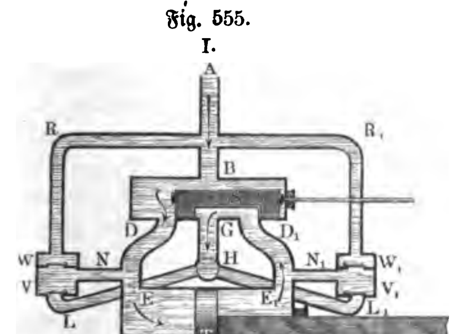
Obgleich bei dem Eröffnen dieser Ventile die Treibkolbenkraft große Veränderungen erleidet, so erwächst jedoch daraus noch keinesweges ein Stoß, sondern nur eine bedeutende Geschwindigkeitsveränderung des Treibkolbens.

Das Spiel einer solchen Steuerung mit Saug- und Druckventil ist aus Fig. 555, I. und II., zu ersehen, welche eine doppelt wirkende liegende Wassersäulenmaschine mit Rotationsbewegung vorstellt, wobei das Steuerkolbensystem durch einen Schieber oder Schiebventil (franz. tiroir; engl. slide-valve) ersetzt ist. Bei der Stellung des Schiebers S in I. fließt das Aufschlagwasser aus der Einfallröhre AB in die Schieberkammer BDD_1 und von da durch das Communicationsrohr DE in den Treibcylinder C, und treibt dabei den Treibkolben von links nach rechts, während das Wasser, welches vorher gewirkt hat, durch das Communicationsrohr E_1D_1 in den Schiebercanal S und von da durch das Austragrohr GH geführt wird.

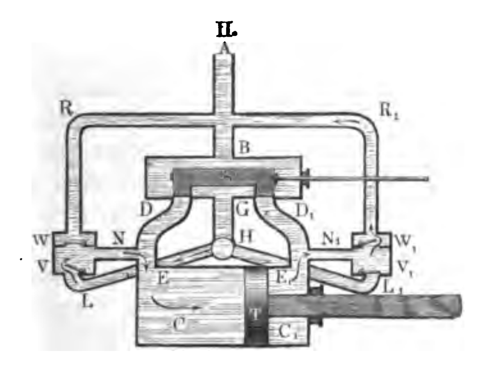
Gegen Ende des Treibkolbenschubes hat sich der Schieber S (II.) so weit nach links bewegt, daß er die Einmündungen D und D_1 von beiden Communicationsröhren in der Steuerkammer bedeckt, und folglich weder Wasser aus der Einfallröhre AB nach dem Treibcylinder, noch Wasser aus dem letzteren in die Austragröhre GH gelangen kann. Bei der weiteren Fortbewegung des Treibkolbens öffnet sich das linke Saugventil V, wobei eine Communication des linken Cylinderraumes C mit der Austragröhre H hergestellt und Wasser aus H durch das Rohr HL nach V und von da weiter durch NE nach dem Treibcylinder geführt wird; und ebenso öffnet sich das rechte Druckventil W_1, wobei die Communication des rechten Cylinderraumes C_1 mit der Einfallröhre AB hervorgebracht und der Abfluß des Wassers aus C_1 mittels der Röhren N_1 und R_1 nach der Einfallröhre ermöglicht wird. Später rückt der Schieber noch weiter nach links, wobei die Einmündung D_1 des Communicationsrohres $E_1 D_1$ in die Steuerkammer frei wird und sich der Schiebercanal über die Einmündungen D und G stellt. Das nun auf die rechte Kolbenfläche drückende Kraftwasser schiebt den Treibkolben von rechts nach links, während das vor der linken Kolbenfläche befindliche Wasser aus C auf dem Wege $EDGH$ zum Ausflusse gelangt. Nun nimmt auch der Schieber eine umgekehrte Bewegung an und deckt auf eine kurze Zeit die Einmündungen D und D_1 der Communicationsröhren zum zweiten Male, wobei sich das rechte Saugventil V_1 sowie das linke Druckventil W öffnet und folglich der Treibkolben ohne weitere Störung seinen Rückweg vollenden kann.

Fig. 555.

I.



II.



§. 308 **Steuerungsarten.** Bei den einfach wirkenden und überhaupt bei allen denjenigen Wassersäulenmaschinen, welche bloß eine absetzende Bewegung in gerader Linie haben, ist es nicht möglich, die Steuerung unmittelbar mit der Kraftmaschine zu verbinden, oder die Bewegung der Steuerkolbenstange unmittelbar von der Bewegung der Treibkolbenstange abzuleiten, da hier in dem Augenblicke, wo der Steuerkolben oder Steuerschieber die Communication des Treibcylinders mit dem Steuercylinder oder der Steuerkammer aufhebt, nicht allein der Treibkolben, sondern auch der mit ihm verbundene Steuerkolben zur Ruhe kommt. Damit der Steuerkolben den übrigen Theil seines Weges zurücklegen kann, während der Treibkolben stillsteht, ist daher noch ein Zwischenapparat erforderlich, welcher auch noch dann auf den Steuerkolben wirkt, wenn der Treibkolben bereits zur Ruhe übergegangen ist. Dieser Apparat kann aber im Wesentlichen bestehen:

1) in einem Gewichte, welches von der Kolbenstange bei ihrem Aufgange mit emporgehoben und von ihr in dem Augenblicke fallen gelassen wird, wenn sie ihren Weg zurückgelegt hat, oder

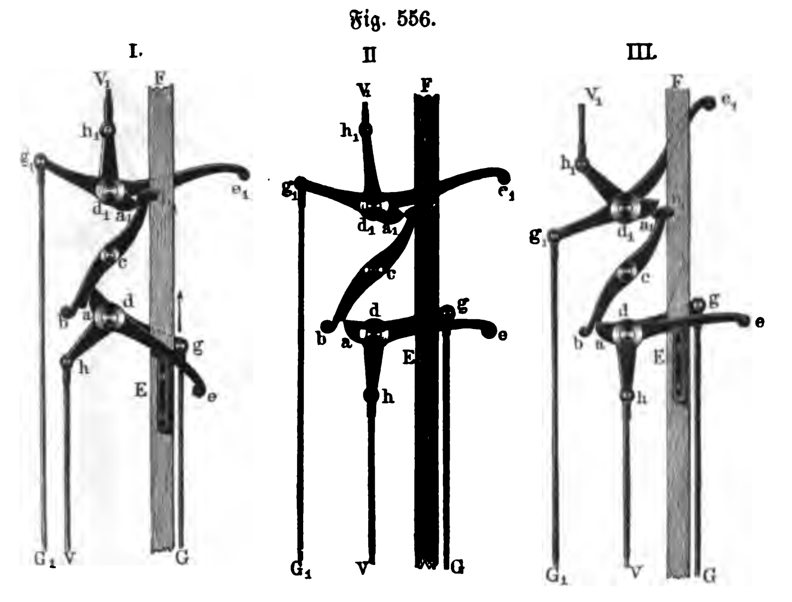
2) in einer Feder, welche während der Treibkolbenbewegung gespannt, und am Ende derselben losgelassen wird, oder endlich

3) in einer zweiten oder Hülfswassersäulenmaschine, welche von der Kraftmaschine unmittelbar gesteuert wird und deren Treibkolben die Steuerkolbenstange in Bewegung setzt, während der Treibkolben der Hauptmaschine seinen letzten Wegtheil durchläuft und auf eine kurze Zeit ruht. Man hat also hiernach von einander zu unterscheiden: Gewichtssteuerung, Federsteuerung und Wasserdrucksteuerung.

Die Gewichtssteuerung besteht hauptsächlich aus einem Mechanismus, durch welchen die Kraftmaschine während ihrer Bewegung ein Gewicht hebt, welches bei seinem Niederfallen im Augenblicke, wenn der Zugang zu dem Treibcylinder von dem Steuerhahn oder Steuerkolben u. s. w. versperrt ist, diesen Steuerkörper durch die zweite Hälfte seines vorgeschriebenen Weges führt und auf diese Weise das Umsteuern bewirkt. Man findet die Gewichtssteuerung bei den älteren und unvollkommneren Wassersäulenmaschinen unter den Namen Fallbocksteuerung, Hammersteuerung, Wagensteuerung, Pendelsteuerung u. s. w. angewendet; in neueren Zeiten hat man auch die Gewichte zur Umsteuerung durch Ventile und zwar in der Art angebracht, daß die Kraftmaschine das Zuschließen des einen und das fallende Gewicht das Eröffnen des anderen Ventiles besorgt. Die Einrichtung einer solchen Gewichtssteuerung ist ganz dieselbe wie bei Dampfmaschinen mit Ventilsteuerung. Im Wesentlichen besteht dieses Steuerungssystem aus mehreren Hebeln in Verbindung mit einem Sperrhaken oder einer Sperrklinke, weshalb man sie auch Hebelsteuerung oder Sperrklinkensteuerung (franz. encliquetage; engl. spring catsch) nennt.

Sperrhaken. Der wesentlichste Bestandtheil bei der Hebelsteuerung §. 309
ist die Sperrklinke; dieselbe ist nöthig, um das Verschließen der Ventile durch die Maschine unmittelbar, und das Oeffnen derselben durch niederfallende Gewichte hervorbringen lassen zu können. Wie dies möglich ist, wird aus der Beschreibung der Fig. 556, I., II. und III., vollkommen erhellen. Die Sperrklinke selbst ist bcb_1; sie läßt sich um die horizontale

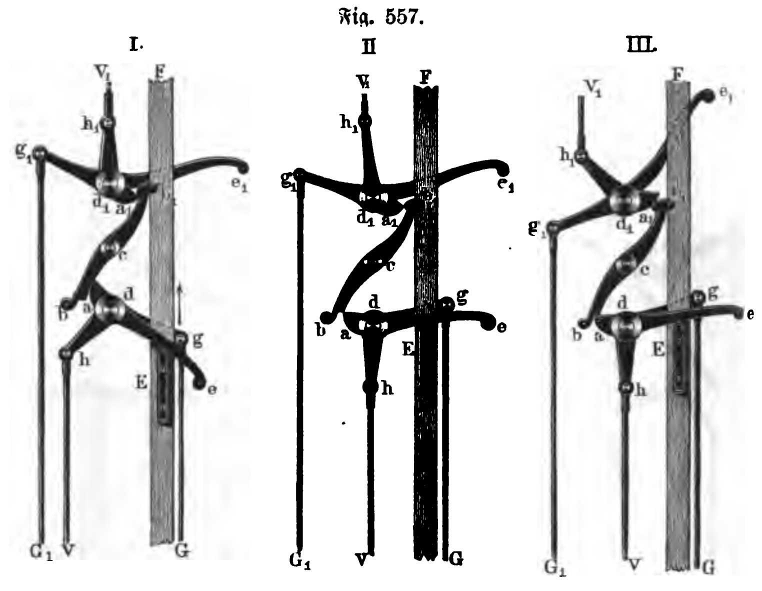
Fig. 556.



Axe c drehen und endigt sich in Haken b und b_1. Unter derselben befindet sich eine horizontale Welle d mit einem Zahne a und mit drei Armen e, g, h, und über derselben eine solche Welle d_1 mit einem Zahne oder Dorne a_1 und drei Armen e_1, g_1 und h_1. In I. greift der Zahn a_1 in den Haken b_1, wogegen a über b steht; in II. ist der Eingriff zwischen a_1 und b_1 aufgehoben, und in III. greift der Zahn a in den Haken b und es liegt a_1 über b_1; geht in I. a nieder, so erleidet bcb_1 eine kleine Drehung und es hakt sich, wie in II., a_1 aus b_1; geht aber in III. a_1 nieder, so erfolgt eine umgekehrte Bewegung von bcb_1 und es wird a aus b ausgehakt. Sind nun an den Armen dg und $d_1 g_1$ beider Wellen d und d_1 Gewichte G und G_1 angehangen, so werden dieselben die Wellen in Umdrehung setzen, sowie ihre Zähne a und a_1 frei sind oder sich von den Fesseln der Sperrklinke befreit haben; und sind nun noch an den Armen dh und $d_1 h_1$ mittels Stangen hV und $h_1 V_1$ u. s. w. die Steuerventile angeschlossen, so werden dieselben durch dieses Niederfallen der Gewichte geöffnet. Zur Umdrehung der Wel-

len d und d_1 nach den entgegengesetzten Richtungen dienen ferner die Arme oder Klauen de und $d_1 e_1$; wird de (I.) von unten nach oben geführt, so geht $h V$ nieder, es verschließt sich folglich das Ventil V, es wird aber auch a_1 frei; es fällt nun $g_1 G_1$ nieder und zieht dabei V_1 auf; wird hingegen

Fig. 557.

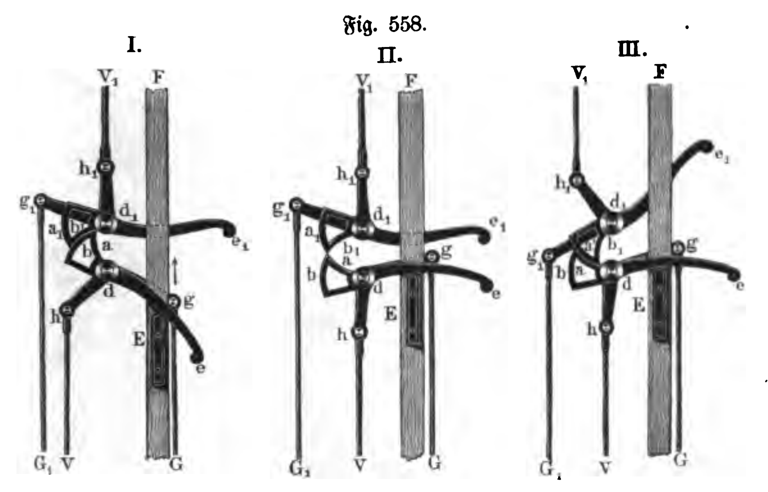


$d_1 e_1$ (III.) von oben nach unten geführt, so steigt $h_1 V_1$, es verschließt sich also auch V_1 wieder, dagegen hakt sich a aus, es fällt G nieder und zieht dabei $h V$ in die Höhe, und öffnet daher das mit V verbundene Ventil. Dieses Heben und Niederdrücken der Arme de und $d_1 e_1$ wird durch eine Stange EF, die sogenannte Steuerstange, hervorgebracht, welche mit dem Treibkolben zugleich auf- und niedergeht. Zu diesem Zwecke sind auf entgegengesetzten Seiten derselben zwei Daumen oder sogenannte Knaggen E und F (franz. taquets; engl. tappets) angeschraubt, von denen der eine (E) nahe am Ende des Kolbenaufganges die Klaue de, der andere (F) aber nahe am Ende des Kolbenniederganges die Klaue $d_1 e_1$ ergreift und mit sich fortnimmt.

Eine etwas vereinfachte Hebelsteuerung ist in Fig. 558, I., II. und III., abgebildet. Es ist hier der Sperrhaken durch zwei Kreissectoren ab und $a_1 b_1$ ersetzt, welche einander abwechselnd erfassen und freilassen. Uebrigens ist diese Steuerung ganz wie die oben in Fig. 557 abgebildete Steuerung eingerichtet, und es stehen auch die übrigen Buchstaben in beiden Figuren bei denselben Theilen. Geht die Steuerstange oder der Steuerbaum EF mit

dem Treibkolben empor, so ergreift die Knagge E (I.) den Hebel de und hebt denselben empor; dabei steigt auch G, dagegen wird das Ventil bei V verschlossen; zugleich zieht sich aber auch b zurück und es wird b_1 frei, wie nun II. vor Augen führt. Jetzt fällt G_1 nieder, es legt sich a_1 in a und es öffnet sich das Ventil bei V_1, wie in III. zu sehen ist. Der nun nieder-

Fig. 558.



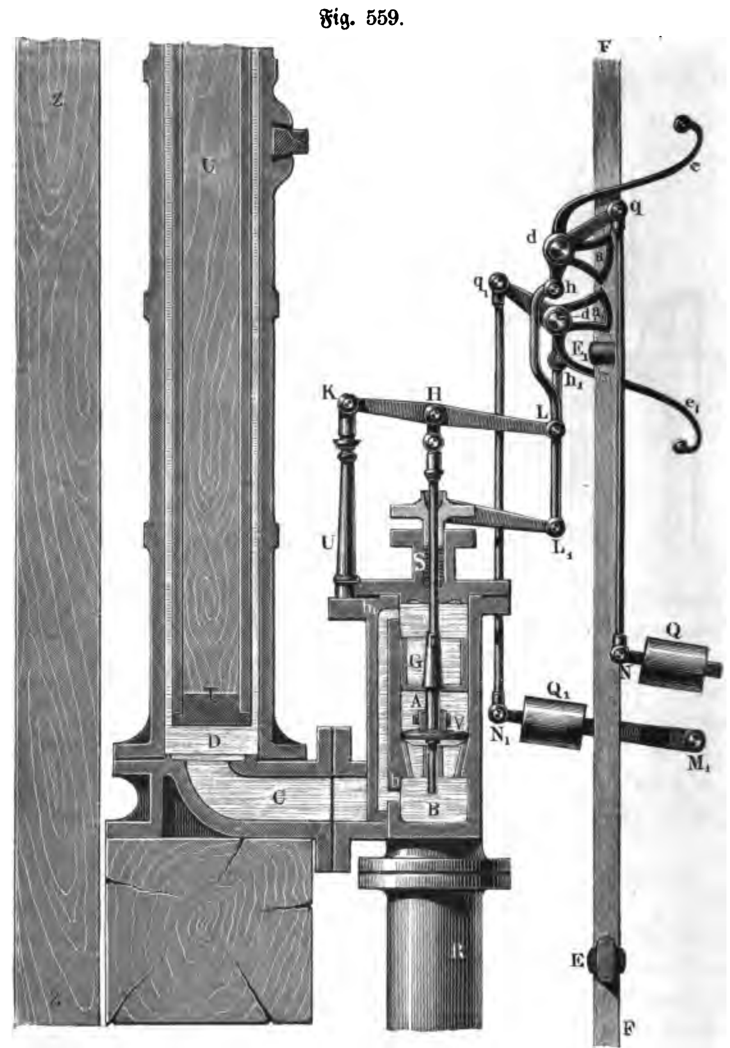
gehende Treibkolben führt auch die Stange FG abwärts und eine andere Knagge an der Hinterseite dieser Stange ergreift nahe am Ende des Niederganges den Hebel $d_1 e_1$ und schiebt diesen nieder, so daß wieder die Stellung II. eintritt, und dabei G_1 angehoben und V_1 geschlossen wird. Auch hakt sich hierbei a_1 aus a und es fällt nun G ungehindert nieder, ferner legt sich b in b_1 und es öffnet sich dabei V, so daß nun das Kraftwasser von unten zutreten, den Kolben emportreiben und das vorige Spiel sich wiederholen kann.

Wassersäulenmaschine mit Gewichtssteuerung. Die Einrichtung und Wirkungsweise einer Wassersäulenmaschine mit Gewichtssteuerung läßt sich aus Fig. 559 (a. f. S.) ersehen. Dieselbe ist im Wesentlichen die Durchschnittszeichnung von einer von Harvey u. Comp. zu Hayle in Cornwall für ein Gefälle von 60 Meter construirten Wassersäulenmaschine. §. 310

Die in der Figur nicht sichtbare Einfallröhre mündet von vorn, bei A, sowie die Austragröhre von hinten bei B, und der Treibcylinder D, mittels des Communicationsrohres C, in den ersten Steuercylinder AB. Nach Eröffnung des Eintrittssteuerventiles (franz. soupape d'admission; engl. admissionvalve) V tritt das Kraftwasser A, durch die Ventilöffnung

hindurch nach *B*, sowie von da nach *C* und *D* und treibt den Treibkolben *T* empor. Letzterer ist ein sogenannter Mönchskolben (s. §. 300) und besteht

Fig. 559.



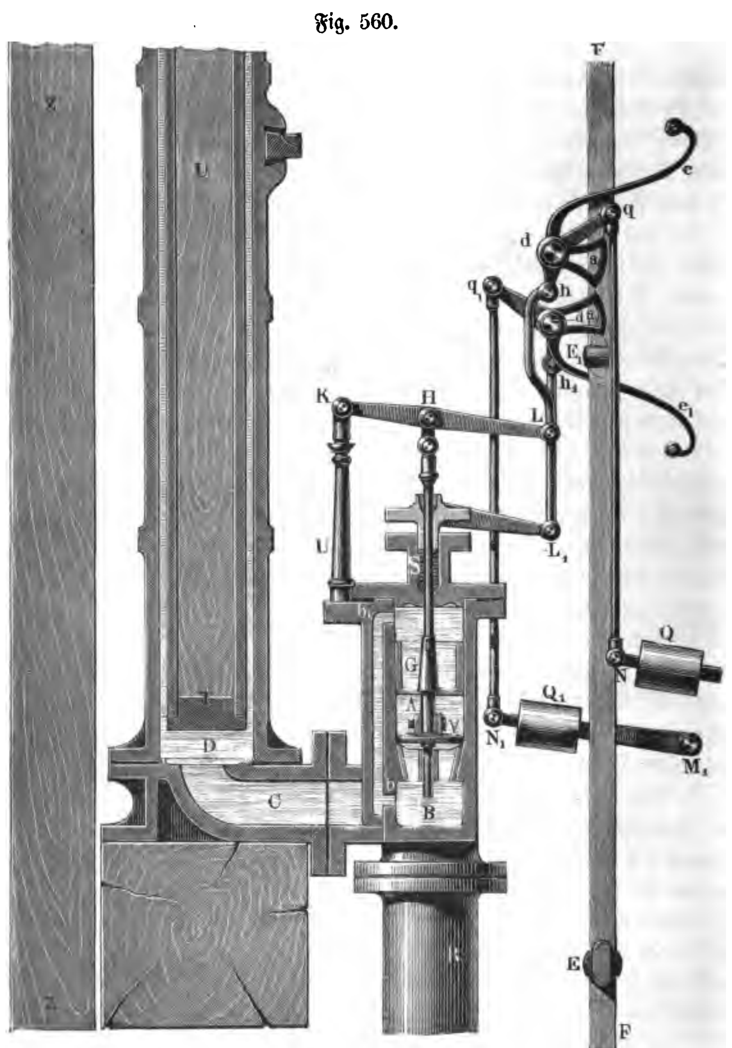
in einer außen abgedrehten cylindrischen Röhre, welche aber am oberen, nicht sichtbaren Ende des Treibcylinders von einer Stopfbüchse umgeben ist. Mit der aus Holz bestehenden und in dem Mönch festsitzenden Kolbenstange *TU* ist links durch ein gewöhnliches Stangenschloß das die Pumpenlast aufneh-

mende Schachtgestänge ZZ, und dagegen rechts, durch einen Querarm oder sogenannten **Krums**, die Steuerstange oder der Steuerbaum FF angeschlossen; es gehen folglich ZZ und FF gleichzeitig mit dem Treibkolben auf und nieder. Hinter dem ersten Steuercylinder AB steht ein zweiter hier nicht sichtbarer Steuercylinder, in welchem das **Austrittssteuerventil** (franz. soupape d'émission; engl. eduction-valve) enthalten ist. Dieses Ventil communicirt oben mit dem Canale B sowie nach unten mit der Austragröhre R (vergl. §. 305, Fig. 552) und gestattet bei seiner Eröffnung dem von dem niedergehenden Treibkolben verdrängten und durch C nach B zurückfließenden Wasser den Eintritt in das Austragrohr R, von wo es zum Ausgusse gelangt.

Da das Ventil V mit der ganzen Kraft der Wassersäule in der Einfallröhre auf seinen Sitz aufgedrückt wird, so wäre zu dessen Eröffnen ein großer Kraftaufwand nöthig, wenn man nicht einen Gegenkolben G mit der Ventilstange verbunden und den oberen Steuercylinderraum SG durch einen Canal bb_1 mit dem unteren Steuercylinderraum B verbunden hätte. Bei dieser Einrichtung wird der Gegenkolben G mit fast denselben Kräften von unten nach oben und von oben nach unten gedrückt, sowie das Zulaßventil V resp. von oben nach unten und von unten nach oben, und folglich hierbei die erforderliche Kraft zum Aufziehen dieses Ventils auf ein Minimum zurückgeführt. Ganz dieselbe Einrichtung kommt auch bei dem hier nicht sichtbaren Ablaßventile vor. Die Stange des Zutrittsventils V geht bei S durch eine Stopfbüchse im Deckel des ersten Steuercylinders und ist bei H an einen einarmigen Steuerhebel KL angeschossen, welcher am Kopfe einer Säule U seinen Stützpunkt K hat. Dieser Hebel ist mittels einer Stange Lh an den Arm dh der Welle d einer Sperrklinke a (s. Fig. 558) befestigt und läßt sich folglich durch Drehung dieser Welle (d) auf- und niederbewegen. Ebenso ist das Ablaßventil durch einen in der Figur zum größten Theile verdeckten Hebel zu eröffnen und zu verschließen, welcher mittels einer Stange L_1h_1 und eines Armes d_1h_1 mit der Welle d_1 einer zweiten Sperrklinke a_1 in Verbindung steht. An der ersten Welle d ist ferner noch mittels des Armes dq und der Stange qN ein Gegengewicht Q aufgehangen, sowie an der Welle d_1 mittels des Armes d_1q_1 und der Stange q_1N_1 ein um den festen Stützpunkt M_1 drehbares Gegengewicht Q_1. Endlich sitzen noch auf diesen Wellen die Arme oder Steuerhebel de, d_1e_1, welche mittels der auf dem Steuerbaum FF festsitzenden Steuerknaggen E, E_1, auf- oder abwärts bewegt werden, und dadurch die Wellen d und d_1 nach der einen Richtung bewegen, wogegen die Gegengewichte Q und Q_1 dieselben in entgegengesetzter Richtung drehen. In dem abgebildeten Bewegungszustande der Wassersäulenmaschine ist der Treibkolben T unten angekommen; es hat die mit diesem Kolben zugleich niedergehende Steuerstange FF mittels der

Knagge E_1 den Steuerhebel $d_1 e_1$ niedergedrückt und hierbei das Ablaßventil geschlossen. Ferner hat sich die Sperrklinke a_1 aus a ausgehakt; es wird nun die Welle d durch das fallende Gegengewicht Q nach rechts gedreht und hierbei das Zutrittsventil V eröffnet. Das nun auf den Treib-

Fig. 560.



kolben T wirkende Kraftwasser treibt den Treibkolben sammt den Stangen ZZ und FF empor, und wenn nun gegen Ende des Aufganges die Knagge

E den Steuerhebel *de* ergreift, so wird dadurch das Ventil *V* geschlossen, worauf der Treibkolben zum Stillstand gelangt, sowie auch die Sperrklinke *a* aus a_1 ausgehakt, so daß nun die Welle d_1 durch das Gegengewicht Q_1 von rechts nach links gedreht und dadurch das Ablaßventil eröffnet werden kann. Jetzt nimmt der vom Kraftwasser abgesperrte Treibkolben seine rückgängige Bewegung, worauf ein neues Spiel beginnt.

Hülfswassersäulenmaschinen. Die Verhältnisse der Steuerung durch eine Hülfswassersäulenmaschine lassen sich sehr gut aus dem Grundrisse in Fig. 561 und dem zugehörigen Durchschnitte Fig. 562 von der großen Wassersäulenmaschine im Leopoldschachte bei Schemnitz ersehen. Diese Maschine ist ebenfalls zweicylindrig, *C* ist der eine und C_1 der andere Cylinder, *E* die Einfallröhre, *A* das Ausgußrohr, *H* der Steuerhahn (s. Fig. 548) und *K* ein auf dem Kopfe desselben fest aufsitzender Quadrant. §. 311

Fig. 561.

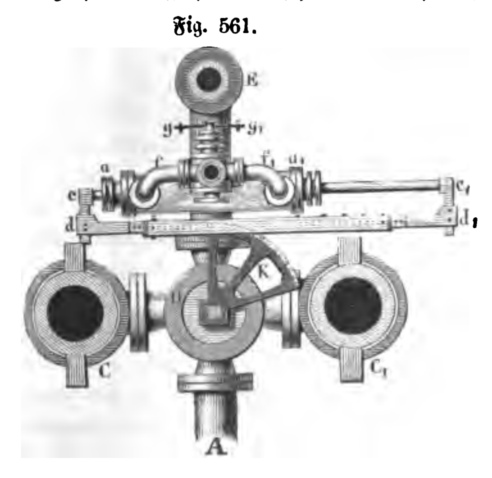


Fig. 562.

Die Hülfssteuermaschine besteht aus einem horizontalen Treibcylinder aa_1, dem Treibkolben *b* und dessen Kolbenstange cc_1. Diese ist durch Querarme mit der eigentlichen Steuerstange dd_1 verbunden, so daß sie mit dieser einen rectangulären Rahmen bildet; endlich ist die letzte Stange mit dem quadrantförmigen Hahnschlüssel *K* durch zwei entgegengesetzt laufende Laschenketten so verbunden, daß die hin- und hergehende Bewegung des Kolbens *b* eine Drehung des Hahnes um 90° hin und zurück hervorbringt. Die Steuerung der Hülfsmaschine erfolgt durch den horizontal liegenden Hahn hh_1 mit zwei Bohrungen wie beim Hauptsteuerhahne *H*. Das Druckwasser wird durch ein enges mit der Einfallröhre *E* verbundenes Röhrchen *e* nach dem Hahne hh_1, und von da durch die Communicationsröhrchen *f* und f_1 bald auf die eine, bald auf die andere Fläche des Kolbens *b* geleitet, so daß dieser in die Bewegung hin und her versetzt

wird, und zugleich das seiner Bewegung entgegenstehende und von der Einfallröhre abgesperrte Steuerwasser durch die andere Hahnbohrung hindurch und von da durch ein nach unten gerichtetes Ausgußrohr zum Austritte nöthigt. Die Drehung des kleinen Hahnes hh_1 hin und zurück erfolgt durch einen doppelarmigen Schlüssel gg_1, welcher mit schwachen Ketten an einen ihm parallelen doppelarmigen Hebel angeschlossen ist, der mit dem Balancier auf einer Welle sitzt, womit die beiden Treibkolbenstangen gekuppelt sind. Das ganze Steuerungsspiel ist nun leicht zu übersehen; während des Aufsteigens des einen Treibkolbens und des Niedersteigens des anderen wird der Hahn hh_1 durch den Hebel gg_1 umgedreht, dadurch die Communication der Druckwasser mit dem Cylinder aa_1 auf der einen Seite aufgehoben und auf der anderen Seite hergestellt, und auf diese Weise eine Kraft erzeugt, welche den Kolben b sammt Hahn H in die entgegengesetzte Stellung bringt, so daß nun der erste Treibcylinder von der Einfallröhre abgesperrt, der andere aber damit in Verbindung gesetzt wird, und hierauf das entgegengesetzte Treibkolbenspiel vor sich gehen kann.

Fig. 563.

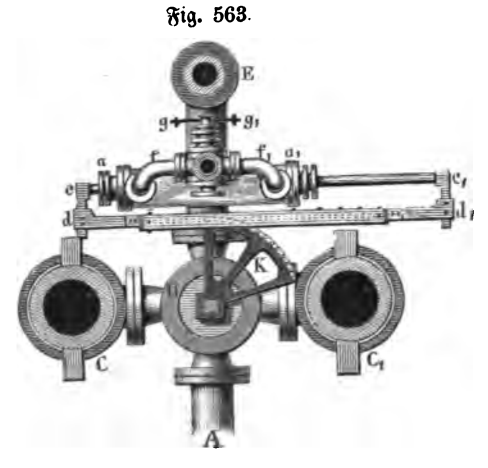
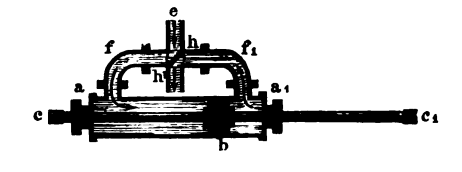


Fig. 564.

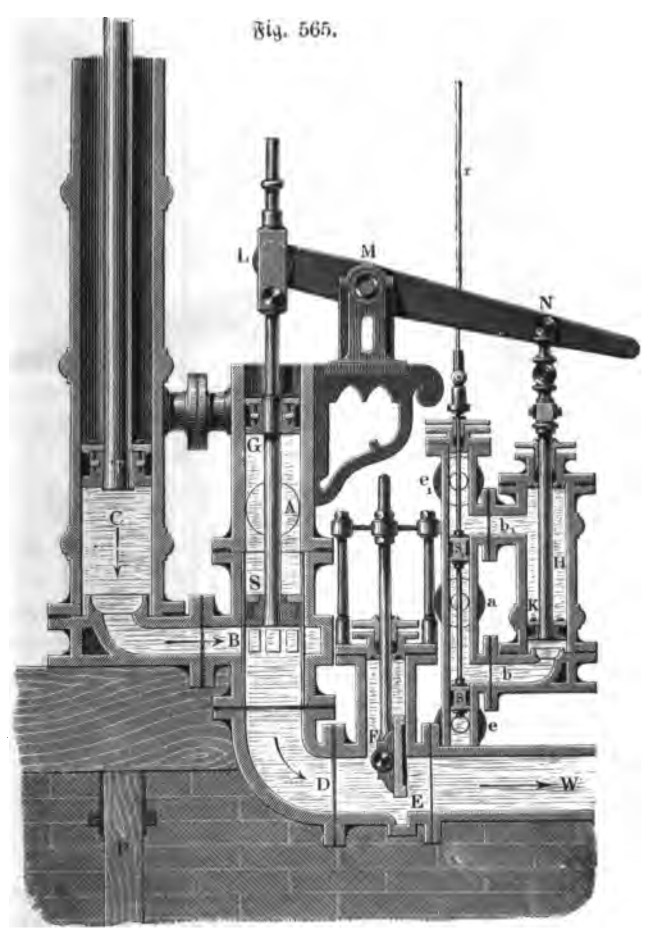


Anmerkung. Die Leopoldschachter Maschine hat das bedeutende Gefälle von 710 Fuß (Oesterr. Maß), den Hub von 8 Fuß und einen Kolbendurchmesser von nur 11 Zoll; jeder Kolben spielt in der Minute dreimal.

§. 312 Die Umsteuerung durch eine Hülfsmaschine läßt sich auch sehr gut aus der Abbildung in Fig. 565 ersehen, welche den Durchschnitt einer von Herrn Darlington für die Alport-mines in Derbyshire construirten Wassersäulenmaschine darstellt. Diese Zeichnung führt den Stand der Maschine in dem Augenblicke vor Augen, wo der Treibkolben T beinahe seinen Niedergang vollendet und die Hülfsmaschine H' umgesteuert hat. Bei diesem

Niedergange des Treibkolbens fließt das Wasser aus dem Treibcylinder *C* durch das Communicationsrohr *B* in den Steuercylinder *AD* und von da

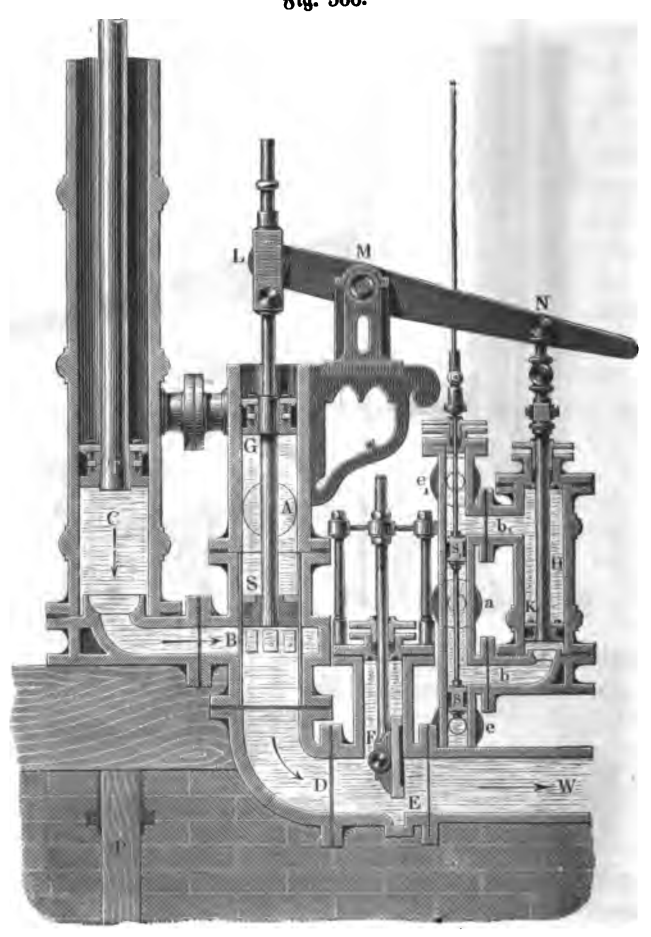
Fig. 565.



durch das Kropfrohr *D* und durch die Oeffnung *E* unter dem Schieber *F* in das Unterwasser *W*. Die Hülfsmaschine ist eine doppeltwirkende; ihr Treibcylinder *H* steht durch die Communicationsröhren *b* und b_1 mit seinem Steuercylinder $e a e_1$ in Communication, während letzterer durch ein Rohr bei *a* mit der Kraftwassersäule und durch die Röhren bei *e* und e_1 mit dem Unterwasser *W* in Verbindung ist. Die beiden Steuerkolben *s* und s_1 der Hülfsmaschine sitzen auf einer Stange *rs*, welche mit der Treibkolbenstange *RT* verbunden ist und von derselben mit auf- und niedergezogen

wird. Auf diese Weise ist beim Niedergange des Treibkolbens das Kolbenpaar s, s_1 ebenfalls niedergegangen und in die in der Figur angegebene

Fig. 566.



Stellung gebracht worden, wobei das Kraftwasser aus a und durch b unter den Treibkolben K der Hülfsmaschine, dagegen das todte Wasser über K durch b_1 und e_1 zum Abflusse gelangen kann. Der nun aufsteigende Treibkolben der Hülfsmaschine schiebt mittels seiner Stange KN und durch einen um M drehbaren Hebel LMN das Steuerkolbenpaar S, G der Hauptmaschine abwärts, so daß hierbei nicht allein die Communication zwischen B und D aufgehoben und der niedergehende Treibkolben T zum Stillstande gebracht, sondern auch zuletzt noch die Communication des Treibcylin-

ders mit der bei A in den Steuercylinder einmündenden Kraftwassersäule hergestellt wird. Nach Beendigung des Aufganges von K und des Niederganges von GS wirkt das Wasser in der Einfallröhre mit voller Kraft auf den Treibkolben T und treibt nun diesen empor, wobei zugleich das Steuerkolbenpaar s, s_1 steigt; und kommt der Treibkolben nahe an das Ende seines Aufganges, so ist s, s_1 in seinem höchsten Stande angelangt, wobei das Kraftwasser auf dem Wege $a b_1$ über den Treibkolben K der Hülfsmaschine geleitet und dieser Kolben zum Niedergange genöthigt wird. Hierbei wird nun das Steuerkolbenpaar $S G$ der Hauptmaschine wieder aufgezogen, und dabei nicht allein der Zutritt des Kraftwassers zum Treibcylinder C aufgehoben und folglich der aufsteigende Treibkolben zum Stillstande gebracht, sondern auch die Communication mit dem Austragrohre DE hergestellt, so daß nun durch dasselbe das beim Aufgange verbrauchte Aufschlagwasser durch E in das Unterwasser W abfließen kann.

Eine kurze Beschreibung dieser Maschine nebst Abbildungen enthält die englische Uebersetzung von der ersten Auflage dieses Werkes. Hiernach besteht diese Maschine aus zwei neben einander stehenden Treibcylindern von 24 Zoll Weite und 20 Fuß Höhe, welche, bei einem Gefälle von 130 Fuß, von einer 24 Zoll weiten Einfallröhre gleichzeitig gespeist werden. Die Treibkolbenstangen von beiden Cylindern sind oben durch ein starkes, in einer Senkrechtführung laufendes Oberhaupt mit einander verbunden, und das an dem letzteren angehangene Pumpengestänge P (der Lastmaschine) befindet sich zwischen beiden Treibkolbenstangen, geht also auch mit diesen gleichzeitig auf und nieder. Der Steuercylinder ist 18 Zoll und der Treibcylinder der Hülfsmaschine ungefähr 12 Zoll weit. Der Zutritt des Kraftwassers wird durch einen ähnlichen Schieber (engl. sluice-valve) regulirt wie der Austritt desselben.

Steuercylinder. Bei den größeren Maschinen neuerer Construction §. 313
ist nach dem Muster der Reichenbach'schen Maschinen in Baiern der Steuer- und Gegenkolben der Hauptmaschine mit dem Treibkolben der Hülfsmaschine in einer und derselben Röhre, dem sogenannten Steuercylinder, zugleich eingeschlossen, und bei einigen Maschinen verrichtet sogar der Gegenkolben zugleich mit die Dienste des Treibkolbens der Hülfsmaschine, wodurch allerdings eine große Vereinfachung erlangt wird. Am einfachsten ist die in Fig. 567 (a. f. S.) abgebildete und an mehreren Maschinen in Freiberg angewendete Construction. Es ist hier S der Hauptsteuer-, und G der Gegen- und Hülfstreibkolben, ferner bei C die Communication mit dem Haupttreibcylinder, sowie bei E die Communication mit der Einfallröhre und A die Austrittsmündung für das Kraftwasser; endlich ist bei e die Communication mit der Steuerung der Hülfsmaschine, welche hier in einem Hahne besteht

Der Kolben *G* ist größer als *S*, und es geht daher die Steuerkolbenverbindung *SG* nieder, sowie oben bei *e* das Kraftwasser zugelassen wird, und umgekehrt, es steigt dieselbe in Folge der Kraft auf *S* empor, sowie das Kraftwasser oben bei *e* abgesperrt ist. Hierbei wird bei jedem Spiele ein gewisses Steuerwasserquantum verbraucht und der Wirkung auf den Treibkolben entzogen, welches durch den Raum, den *G* bei seinem Auf- oder Niedergange durchläuft, gemessen wird, und bei dieser Construction deshalb nicht

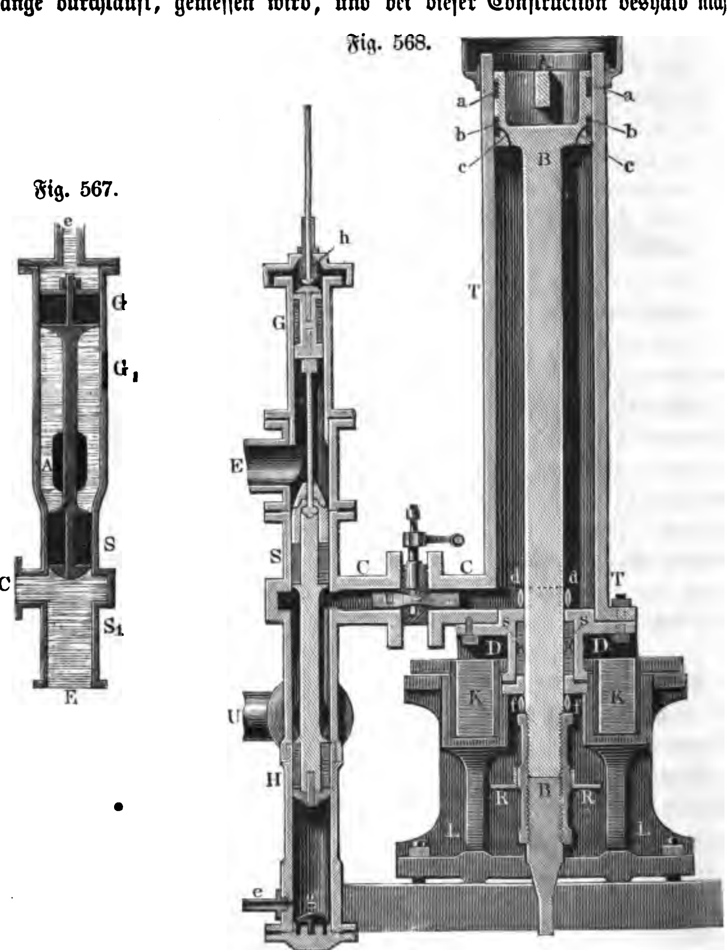


Fig. 567.

Fig. 568.

sehr klein ist, weil der Kolben *G* mindestens noch einmal so viel Querschnitt haben muß als der Kolben *S*, dessen Querschnitt man doch nicht kleiner nimmt als den der Einfall- oder Communicationsröhren.

Bei der in Fig. 568 abgebildeten Steuerung der Clausthaler Maschine ist dieser Aufwand an Steuerwasser kleiner, weil hier drei Kolben, nämlich der Hauptsteuerkolben S, der Gegenkolben G und der Hülfstreib- oder Wendekolben H vorkommen, und der letzte etwas schwächer ist als der erste. Das Steuerwasser wird hier von unten durch das Rohr e in den Steuercylinder geführt, und die Umsteuerung des Kolbens erfolgt mittels eines kleinen Hahnes, durch den das Wasser erst hindurchgeht, ehe es nach e gelangt, und durch welchen es auch nach vollbrachter Drehung ausgetragen wird. Die Bewegung dieses Hahnes erfolgt durch eine stehende Welle mit zwei knieförmig gebogenen Armen, welche ein auf der Treibkolbenstange festsitzender Teller bald nach der einen, bald nach der anderen Seite wendet.

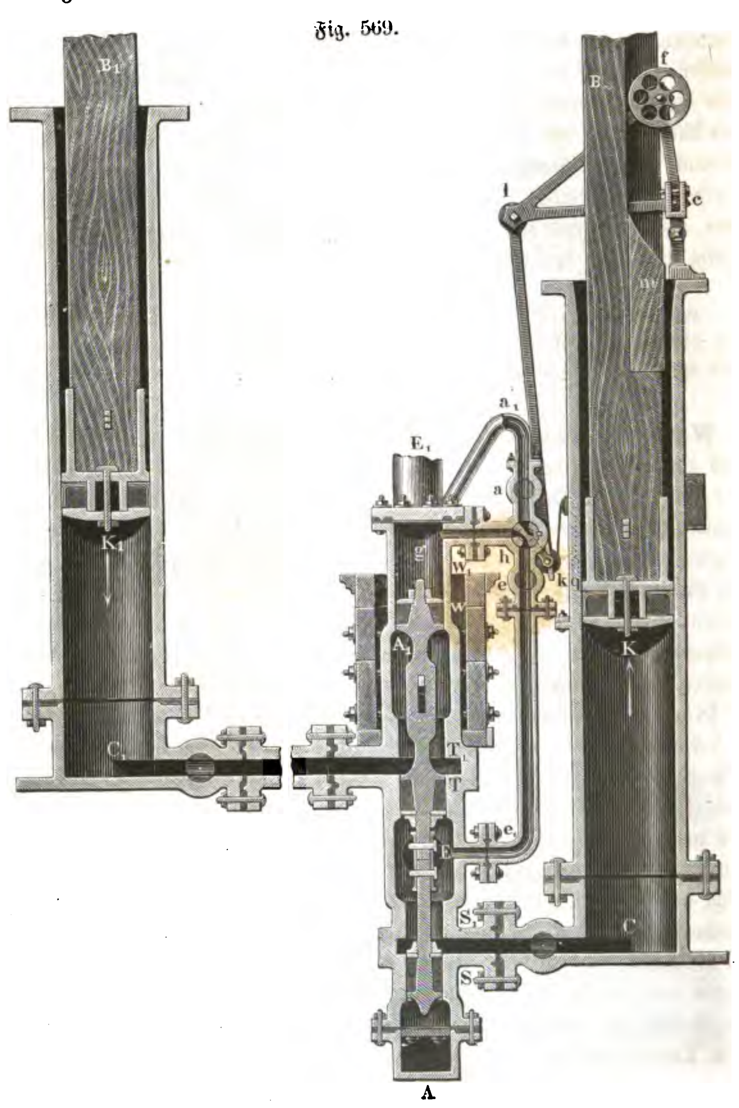
Anmerkung. Die Clausthaler Wassersäulenmaschinen haben ein Gefälle von 612 Fuß, einen Kolbendurchmesser von $16\frac{1}{2}$ Zoll und einen Hub von 6 Fuß, und machen pr. Minute vier Spiele.

Wassersäulenmaschine auf Alte Mordgrube. Die Einrichtung und der Gang einer zweicylindrigen Wassersäulenmaschine lassen sich sehr gut durch nähere Betrachtung des in Fig. 569 (a. f. S.) abgebildeten Verticaldurchschnittes der Maschine auf Alte Mordgrube bei Freiberg vergegenwärtigen. Es sind hier CK und $C_1 K_1$ die beiden Treibcylinder, K der eine und K_1 der andere Treibkolben, ferner S und T die beiden Steuerkolben, sowie W der Wende- oder Hülfskolben, und S_1, T_1 und W_1 bezeichnen diejenigen Stellen im Steuercylinder ATW_1, welche diese drei Kolben bei der entgegengesetzten Bewegung der Treibkolben einnehmen. Es ist ferner E die Einmündung der Einfallröhre $E_1 E$ in den Steuercylinder, CS das Communicationsrohr für den ersten und $C_1 T$ das Communicationsrohr für den anderen Treibcylinder, sowie A die Austragmündung des ersten und A_1 (fast ganz von der Steuerkolbenstange gedeckt) die Austragmündung des zweiten Cylinders. Die beiden Treibkolbenstangen BK und $B_1 K_1$ sind durch einen gleicharmigen Hebel oder sogenannten Balancier (in der Figur nicht abgebildet) so mit einander verbunden, daß bei dem Aufgange der einen Kolbenstange der Niedergang der anderen erfolgt. Hiernach ist nun leicht zu übersehen, wie bei dem abgebildeten tieferen Steuerkolbenstande das Kraftwasser den Weg ES_1C einschlägt und den Kolben K emportreibt, dagegen der Kolben K_1 niedergeht und das todte Wasser auf dem Wege $C_1 T_1 A_1$ zum Austritt gelangt. §. 314

Die Hülfssteuerung erfolgt durch einen schon oben (§. 303) näher beschriebenen, doppelt gebohrten Hahn h, Fig. 570 (a. S. 729), welcher in I äußerlich und in II. im Durchschnitt abgebildet ist. Dieser Hahn steht durch die Röhre ee_1 mit der Einfallröhre, und durch die Röhre gh mit dem Steuercylinder

in Verbindung. Man kann nun auch leicht ermessen, wie bei der einen Stellung von h das Kraftwasser den Weg $E e_1 e h g W$ nehmen und den

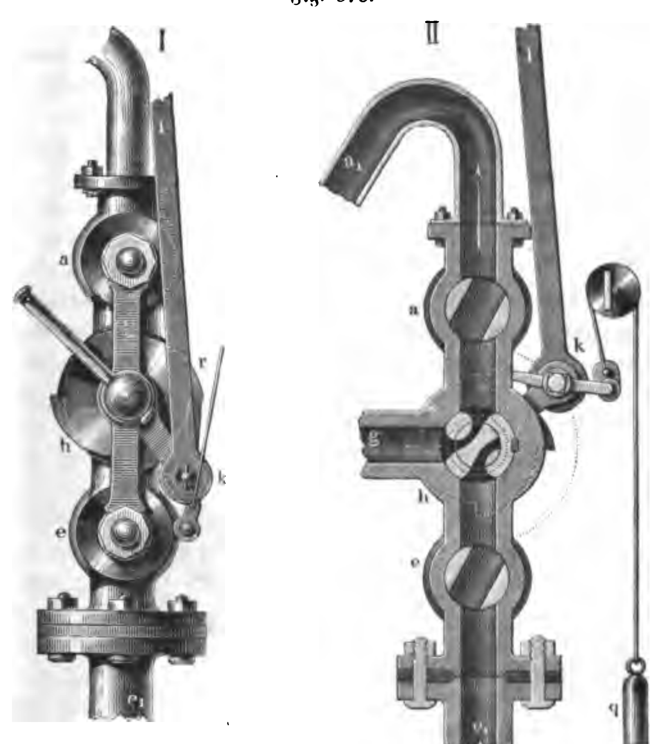
Fig. 569.



Wendekolben W niederdrücken muß, und wie umgekehrt, bei der zweiten Stellung von h, das Kraftwasser von W abgesperrt wird, daher das Aufsteigen der Kolbenverbindung STW, das Zurücklaufen des Steuerwassers

durch gh und der Austritt desselben durch aa_1 erfolgen kann. Damit die Steuerkolbenverbindung beim Absperren des Druckwassers von W empor-

Fig. 570.



steige und beim Zulassen desselben niedergehe, ist allerdings nöthig, daß der durch das Kraftwasser von unten gedrückte Steuerkolben T mehr Querschnitt habe, als der Steuerkolben S, welcher durch das Kraftwasser von oben gedrückt wird, und daß der Wendekolben einen hinreichend großen Querschnitt habe, damit die Wasserdrücke auf W und S zusammen den entgegengesetzten Wasserdruck auf T übertreffen.

Was endlich noch die äußere Steuerung dieser Maschine anlangt, so besteht diese wesentlich aus dem mit vier Zähnen ausgerüsteten Steuerrädchen r, der Klinke rk, der Stange kl, dem Winkelhebel lcf mit seinem Frictionsrade f und den zwei gegen einander gestellten und auf der Treibkolbenstange BK befestigten Keilen m und m_1 (der letztere hier nicht sichtbar). Die Klinke rk ist übrigens noch durch Arme mit der Axe des Hahnes verbunden, und wird in ihrem Eingriffe zwischen die Zähne des Rädchens

r noch durch ein kleines Gegengewicht q unterstützt. Wenn der Treibkolben K nahe am Ende seines Auf- oder Niederganges gekommen ist, so schiebt sich der Keil m (oder m_1) unter das Frictionsrad, dreht dadurch den Hebel lcf um etwas, wodurch nun auch die Stange lk angezogen und das Rad sammt Hahn h mittels der Klinke um einen Quadranten gedreht wird; wenn später wieder der Treibkolben ein kleines Stück seines umgekehrten Weges zurückgelegt hat, so fällt der Hebel wieder nieder und es gleitet nun die Klinke über den folgenden Zahn herab, den sie nahe am Ende dieses Treibkolbenspieles wieder ergreift 2c.

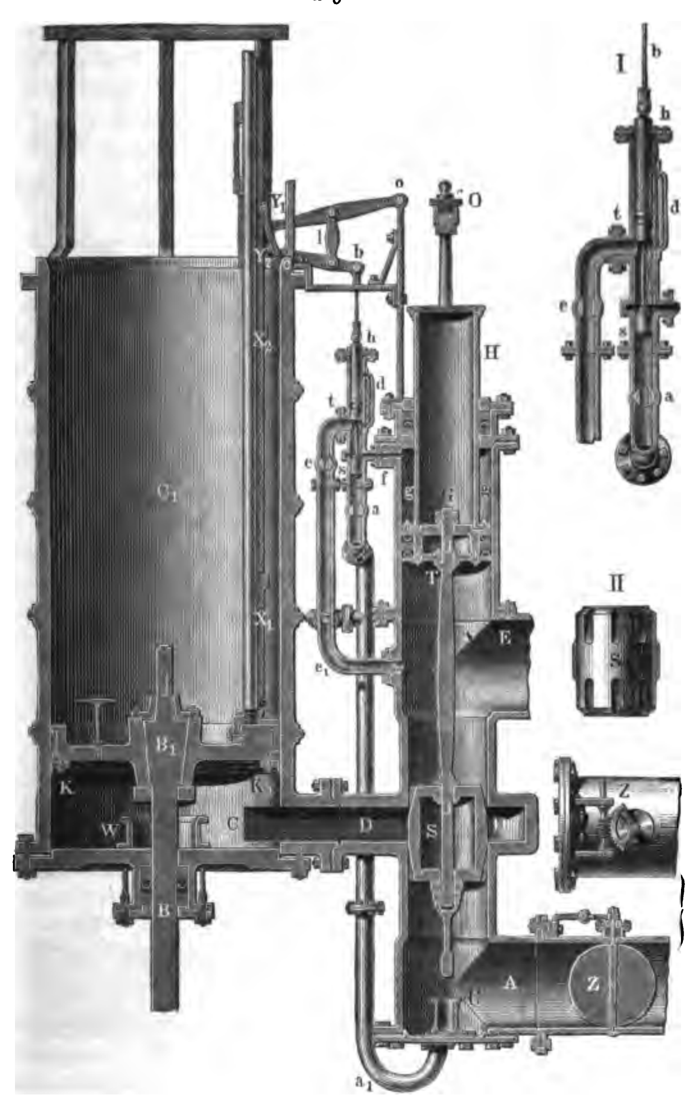
Anmerkung. Die Wassersäulenmaschine auf Alte Mordgrube hat ein Gefälle von 356 Fuß, einen Hub von 8 Fuß, eine Treibcylinderweite von $1\frac{1}{2}$ Fuß und macht vier Doppelspiele pr. Minute.

§. 315 **Wassersäulenmaschine zu Huelgoat.** Eine der schönsten und vollkommensten Wassersäulenmaschinen ist die zu Huelgoat in der Bretagne: sie ist einfachwirkend eincylindrig, jedoch steht neben ihr eine vollkommen gleiche Schwestermaschine. Die wesentliche Einrichtung dieser Maschine führt Fig. 571 vor Augen und ihre Bewegungsverhältnisse wird man aus Folgendem kennen lernen. CC_1 ist der Treibcylinder, KK_1 der Treibkolben und BB_1 die bei B durch eine Stopfbüchse gehende Treibkolbenstange. Während bei der Mordgrubener Maschine die Treibkolben durch einen einzigen breiten Stulp abgelidert sind, ist hier, wie sich aus der Figur leicht ersehen läßt, der Treibkolben durch einen eingesetzten Lederkranz und durch einen aufgeschraubten Stulp zugleich gelidert. Der zur Seite stehende Steuercylinder ASG ist mit dem Treibcylinder durch das Communicationsrohr CD verbunden, die Einfallröhre mündet bei E und das Austragrohr bei A in denselben ein. Mit dem im Niedergange begriffenen und auf dem halben Wege befindlichen Steuerkolben S ist durch die Stange ST ein Gegenkolben T von größerem Durchmesser verbunden; es wird daher diese Kolbenverbindung durch das Kraftwasser emporgetrieben, so lange nicht noch eine dritte Kraft hinzutritt. Diese dritte Kraft wird dadurch hervorgebracht, daß man das Kraftwasser durch die Röhre $e_1 ef$ über den Kolben T leitet; um aber bei dem dadurch erzeugten Niedergange der Steuerkolbenverbindung nur eine kleine Quantität von Steuerwasser nöthig zu haben, ist auf T der hohle Cylinder GH aufgesetzt, welcher bei H durch eine Stopfbüchse geht und zur Aufnahme des Steuerwassers nur den ringförmigen Raum darbietet.

Das abwechselnde Zulassen und Absperren des Kraftwassers von dem hohlen Raume gg wird durch eine Hülfssteuerung bewirkt, welche der Hauptsteuerung ganz ähnlich ist, und wie diese aus dem eigentlichen Steuerkolben s, dem Gegenkolben t und dem durch die Stopfbüchse h gehenden cylindrischen, gleichsam nur eine dicke Kolbenstange bildenden Aufsatze besteht. Bei dem in der Figur ausgedrückten Stande von sth kann das

Kraftwasser ungehindert den Weg *ef* nach *g* einschlagen, wird aber *sth* gehoben, so daß *s* über *f* zu stehen kommt, so wird die Communication

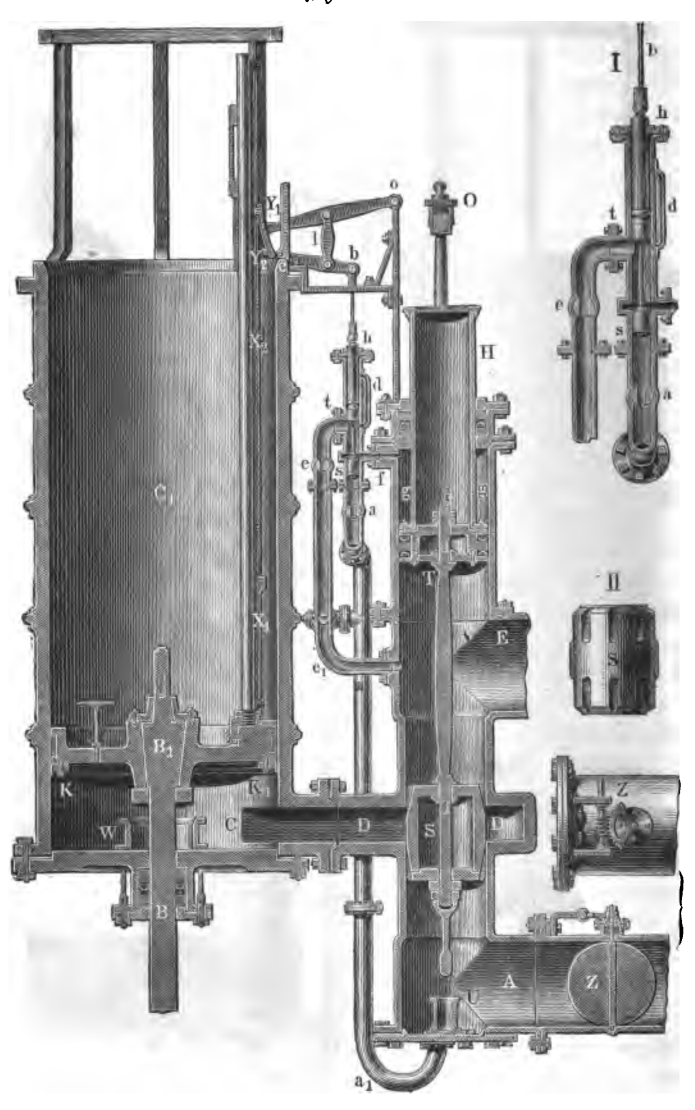
Fig. 571.



unterbrochen und zugleich dem den ringförmigen Raum *gg* ausfüllenden Steuerwasser ein Weg $a a_1$ eröffnet, durch welchen es beim nunmehr erfolgen-

den Aufgange von $S\,T$ abfließen kann. Um endlich die Bewegung der Hülfssteuerkolbenverbindung $s\,t\,h$ von der Kraftmaschine selbst abzuleiten, ist auf

Fig. 572.



dem Treibkolben $K\,K_1$ eine oben in einer Führung laufende runde Stange aufgesetzt und mit dieser eine zweite rectanguläre Stange verbunden, welche

eine Reihe von Löchern hat, durch welche die Stiele der Däumlinge X_1 und X_2 in entgegengesetzten Richtungen gesteckt werden. Außerdem ist aber die Stange *bh* an zwei um *c* und *o* drehbaren und durch *l* mit einander verbundenen Hebeln aufgehangen, wovon der eine in ein Cirkelstück ausläuft, das sich in zwei anderen Däumlingen oder Knöpfen Y_1 und Y_2 endigt. Nahe am Ende des Treibkolbenaufganges trifft nun X_1 auf Y_1 und es gelangt so *sth* in den höchsten Stand, und nahe am Ende des Treibkolbenniederganges nimmt X_2 den Knopf Y_2 mit und es wird mittels der Hebel die Stange *sth* auf den tiefsten Stand zurückgeführt. Es ist nun leicht einzusehen, wie auf diese Weise die Umsteuerung durch *ST* und so auch ein regelmäßiges Auf- und Niedergehen von K, K_1 erfolgen muß.

Wassersäulenmaschine auf der Grube Centrum. Die wesentliche Einrichtung einer vom Herrn Oberbergrath Althans construirten Wassersäulenmaschine auf der Grube Centrum bei Eschweiler ist aus der Abbildung Fig. 573 (a. f. S.) zu ersehen. Diese Maschine hat nur 45 Fuß Gefälle, und ein Aufschlagsquantum von 9 Cubikfuß p. s. Die Einfallröhre, welche das Wasser aus einem tiefen Klärsumpf entnimmt, ist 32 Zoll weit und hat sammt einem $145^1/_2$ Fuß langen horizontalen Mittelstück die Totallänge von $227^1/_2$ Fuß. Der Treibkolben hat einen Durchmesser von 4 Fuß, und macht pr. Minute 6 Spiele von 7 Fuß Hub. Es ist daher die mittlere Kolbengeschwindigkeit §. 316

$$v = \frac{7 \cdot 6 \cdot 2}{60} = {}^7/_5 \text{ Fuß},$$

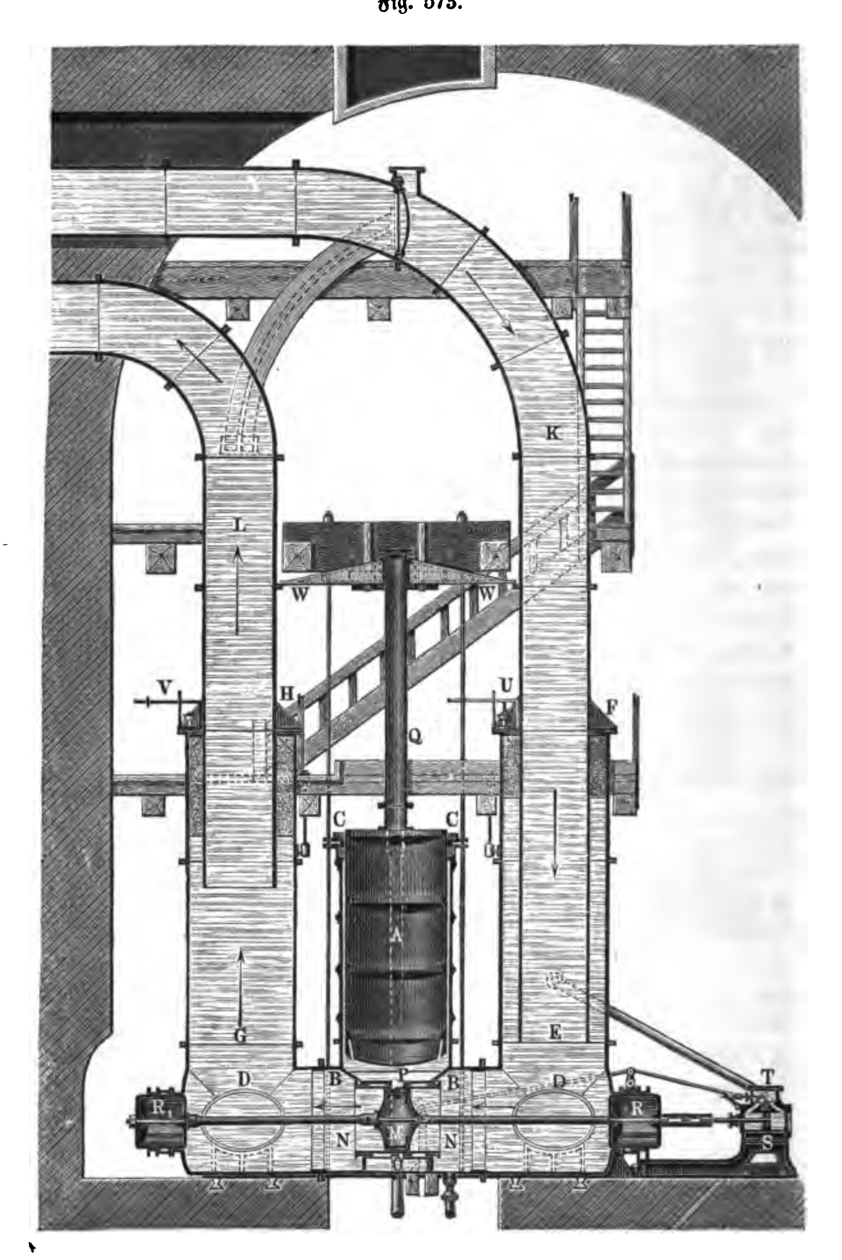
und die des Wassers in der Einfallröhre:

$$v_1 = \left(\frac{48}{32}\right)^2 v = \left(\frac{3}{2}\right)^2 \cdot {}^7/_5 = \frac{9 \cdot 7}{4 \cdot 5} = \frac{63}{20} = 3{,}15 \text{ Fuß}.$$

Da hier die Länge der Einfallröhren 5mal so groß ist als das Gefälle so ist diese mäßige Wassergeschwindigkeit ganz am rechten Orte. Der Treibkolben *A* besteht in einem sogenannten Plunger, welcher durch eine im Treibcylinder *BC* sitzende Stopfbüchse abgelidert ist. Dieser Cylinder ist oben offen, und steht unten auf einem 16 Fuß langen und 4 Fuß weiten Rohr *DD*, welches an den Enden fest aufruht, und zwei andere Cylinder *EF* und *GH* von 4 Fuß Weite und 12 Fuß Höhe trägt, in welche einerseits die Einfallröhre *KF* und andererseits die $26^1/_4$ Fuß hoch aufsteigende Austrageröhre *HL* einmündet. Beide Röhren sind mit den nöthigen Klappen versehen.

Der Steuerkolben *M* liegt senkrecht unter dem Treibkolben, hat bei einer Höhe von 11 Zoll einen Durchmesser von 27 Zoll und einen Schub von 16 Zoll. Der Steuercylinder enthält einen 5 Zoll breiten Gürtel von

Fig. 573.



vielen vierseitigen Mündungen, durch welche er mit dem nach dem Treibcylinder führenden Communicationsrohr OP in Verbindung steht. Die Steuerkolbenstange ist außer dem Steuerkolben noch mit zwei Gegenkolben R und R_1 von ebenfalls 27 Zoll Durchmesser ausgerüstet. Zur Bewegung dieser Steuerkolbenverbindung dient eine Hülfswassersäulenmaschine ST, deren Kolben S bei einem Durchmesser von 9 Zoll das Steuerkolbensystem beim Umsteuern 16 Zoll hin- oder zurückschiebt. Die Steuerung dieser Hülfsmaschine besteht in einem Schieber T, welcher mittels Hebel durch die am Gestänge angeschraubten Knaggen abwechselnd hin und her geschoben wird. Die Höhe der Hinterwassersäule beträgt 26 Fuß, daher ist die Höhe der Drucksäule bei Beginn des Kolbenaufganges $= 45 + 26 = 71$ Fuß, und dieselbe am Ende des Kolbenhubes $= 71 - 7 = 64$ Fuß, so daß das Verhältniß der Verminderung der Kolbenkraft zum mittleren Kraftwerth des ganzen Kolbenaufganges $= \frac{7}{64 + 3,5} = \frac{14}{135} = 0,104$ beträgt. Beim Niedergange des Kolbens ist dagegen das Verhältniß der Zunahme des Widerstandes zum mittleren Widerstande der Hinterwassersäule $= \frac{7}{21 + 3,5} = \frac{14}{35} = 0,40$.

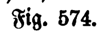
Die Röhren EF und GH dienen zugleich als Windkessel. Die durch das Wasser im oberen Raume derselben abgesperrte Luft nimmt die Stöße der bewegten Wassersäulen auf, wenn dieselben durch die Steuerung abgesperrt werden; es wird daher durch dieselben ein sanfter Gang der Maschine erlangt. Die Luft, welche sich im Laufe der Zeit aus dem Windkessel durch die Wände, oder durch Vermengung mit dem Wasser entweicht, wird durch eine kleine Luftpumpe von Zeit zu Zeit wieder ersetzt. Die Regulirung der Geschwindigkeit des Treibkolbens wird durch Hubstellung des Steuerkolbens bewerkstelligt. Diese Maschine dient zur Wasserhebung mittels Pumpe, deren Kolben an dem Schachtgestänge angeschlossen sind, welches von dem Treibkolben der Wassersäulenmaschine bewegt wird.

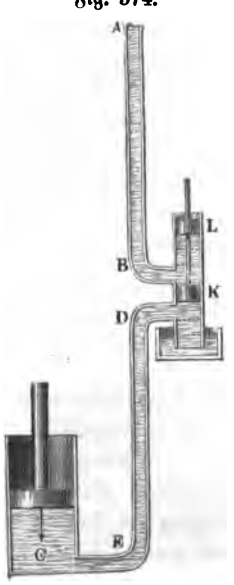
Anmerkung. Näheres über diese Maschine theilt eine Abhandlung des Herrn Bergmeisters Bauer im 4. Bande der Zeitschrift des deutschen Ingenieurvereins mit.

Balancier. Zur Regulirung des Ganzen einer Wassersäulenmaschine §. 317
sind noch mehrere Hülfsvorrichtungen nöthig, welche wir in Folgendem noch näher kennen lernen müssen. Was zunächst den Auf- und Niedergang des Treibkolbens betrifft, so wird dieser durch einen sogenannten Balancier, d. i. durch eine Vorrichtung regulirt, welche die Bewegung des Treibkolbens nach der einen Richtung hin unterstützt, und die Bewegung desselben nach

der entgegengesetzten Richtung hindert, so daß das Kolbenspiel seinen regelmäßigen Fortgang hat, ohne eine bedeutende Geschwindigkeitsveränderung zu erleiden. Bei den auf beiden Seiten gleichbelasteten zweicylindrigen Maschinen besteht der Balancier, wie wir aus dem Obigen wissen, in einem gleicharmigen Hebel, welcher beide Treibkolbenstangen mit einander verbindet; hat aber die Maschine nur einen Cylinder, so ist eine fremde Kraft zum Ausgleichen nothwendig, und je nachdem nun diese Kraft in dem Gewichte eines festen Körpers oder in dem Drucke einer Wassersäule besteht, hat man es mit einem mechanischen oder mit einem hydraulischen Balancier zu thun. Da im dritten Theile dieses Werkes von diesen Vorrichtungen speciell gehandelt wird, so genügen hier folgende allgemeine Bemerkungen.

Der mechanische Balancier besteht in einem doppelarmigen Hebel, welcher auf der einen Seite mit Gewichten beschwert und auf der anderen Seite mit der Kolbenstange oder dem Gestänge überhaupt so verbunden ist, daß jene dem Gewichte desselben entgegenwirken und dadurch dem Aufgange desselben zu Hülfe kommen, dagegen aber den Niedergang desselben verzögern, so daß zu ersterem nach Befinden doppelt so viel Zeit verwendet wird, als zu letzterem. Der hydraulische Balancier hingegen besteht in einer zweiten Röhrentour, welche statt des einfachen Ausgußrohres vom Steuercylinder aus aufwärts steigt, und durch welche das todte Wasser abgeführt wird, so daß es eine Wassersäule bildet, welche dem Gewichte des Gestänges beinahe das Gleichgewicht hält, und dasselbe mit einer gemäßigten Geschwindigkeit niedergeht.


Fig. 574.



Bei der in Fig. 572 abgebildeten Maschine zu Huelgoat, sowie auch bei der Clausthaler Maschine, von welcher in Fig. 568 ein Durchschnitt abgebildet ist, sind hydraulische Balanciers angewendet, es besteht hier das Austragerohr in einer Steigröhre, welche das Wasser nach vollbrachter Wirkung auf einen Theil des ganzen Gefälles wieder emporleitet.

Wenn man den hydraulischen Balancier, die sogenannte Gegen- oder Hinterwassersäule DE zwischen dem Treibcylinder C und dem Steuercylinder KL, Fig. 574, anbringt, so wird die doppelte Rohrführung erspart.

In der mechanischen Leistung kann natürlich weder der eine noch der andere Balancier eine Steigerung hervorbringen. Das was bei dem Treibkolbenaufgange durch einen Balancier an Effect gewonnen wird, geht natürlich wieder beim Niedergange desselben verloren. Der hydraulische Ba-

lancier hat den Vortheil der größeren Einfachheit, der mechanische Balancier dagegen den Vortheil, daß seine Wirksamkeit durch Zulegen von Gewichten beliebig gesteigert werden kann.

Stellhähne. Wesentlich wichtig sind noch die verschiedenen Obturatoren, §. 318
nämlich Stellhähne oder, nach Befinden, Stellventile oder Stellschieber einer Wassersäulenmaschine, weil sich dadurch nicht nur der Gang der Kraftmaschine an sich, sondern auch der Gang ihrer Steuerung reguliren läßt. Alle diese Vorrichtungen wirken natürlich nur negativ, d. h. es kann durch diese nur eine Kraftstörung, nicht aber eine Kraftvermehrung hervorgebracht werden, und aus diesem Gesichtspunkte betrachtet, sind diese Apparate keineswegs sehr willkommene Theile einer Wassersäulenmaschine. Die Wirkung dieser Theile besteht nämlich nur darin, der Bewegung des Wassers in einer Röhre ein Hinderniß entgegenzusetzen, so daß dieses langsamer zu gehen genöthigt wird. Um nun sowohl den Auf- als auch den Niedergang des Treibkolbens, und ebenso nicht nur den Auf-, sondern auch den Niedergang des Steuerkolbens zu reguliren oder zu mäßigen, hat man vier Hähne oder Klappen nothwendig, eine in der Einfallröhre und eine im Ausgußrohre, wie z. B. Z, Fig. 572, ferner einen Hahn in der Röhre, welche das Steuerwasser über den Hülfskolben führt, und einen solchen in der Röhre, welche das Steuerwasser von der Maschine abführt, wie z. B. e und a in den Figuren 569, 570 und 571. Wenn nun auch eine bedeutende Ueberwucht bei der Bewegung des Treib- oder Steuerkolbens nach der einen oder anderen Richtung hin vorhanden ist, so läßt sich dieselbe sogleich durch Drehung des einen oder anderen Stellhahnes mäßigen, da in dem Widerstande, welchen man der mit dem Kolben gleichzeitig in Bewegung befindlichen und mit diesem unzertrennlich verbundenen Wassersäule entgegensetzt, diesem Kolben zugleich mit ein Bewegungshinderniß erwächst. Geht umgekehrt, der Auf- oder Niedergang des einen oder des anderen Kolbens zu langsam vor sich, so kann durch Zurückdrehen des entsprechenden Hahnes eine größere Geschwindigkeit desselben erlangt werden; jedoch hat dies, wie wir schon wissen, bei völliger Oeffnung des Hahnes seine Grenze. Uebrigens läßt sich die Regulirung der Geschwindigkeit des Treibkolbens auch durch eine Stellung im Ausschub des Steuerkolbens erlangen, indem durch Verminderung des ersteren die Zugänge zum Treibcylinder beliebig verengt werden können.

Die Krafttödtung durch die Stellhähne oder Stellklappen, namentlich aber durch die Stellvorrichtung in der Einfallröhre oder Kraftwassersäule, welche man gewöhnlich Tagepipe zu nennen pflegt, erfolgt bei einer Wassersäulenmaschine gerade so wie die Krafttödtung durch die Schütze bei einer Reactionsturbine. Beide Maschinen stehen in dieser Hinsicht den ober- oder mittelschlägigen Wasserrädern nach (vergl. §. 257 und 289).

Eine Wassersäulenmaschine sollte zur Erlangung des größten Wirkungsgrades immer so stark belastet sein, daß sie bei vollständigem Ausschub des Steuerkolbens, ohne Stellung der Tagepipe ihren regelmäßigen Gang annimmt. Ist nun aber das Arbeitsvermögen dieser Maschine größer als das geforderte Arbeitsquantum, so muß entweder der Ueberschuß durch die Tagepipe vernichtet werden, oder man muß die Maschine mit einem kleineren Hube arbeiten lassen. Wenn das letztere Mittel ausreicht, so ist es allerdings das vorzüglichere, weil dasselbe durch Verminderung des Aufschlages die geforderte Verminderung in der Leistung giebt, und daher den Wirkungsgrad der Maschine nur wenig vermindert, allein dieses Mittel ist bei gegebener Last nicht anwendbar.

Die Veränderung des Hubes einer Wassersäulenmaschine ist durch Verstellung der Daumen oder Keile auf der Treibkolbenstange sehr leicht zu ermöglichen, und aus diesem Grunde ist auch die Stange $X_1 X_2$, Fig. 572, welche mit dem Treibkolben auf- und niedergeht, mit einer Reihe von Löchern versehen. Je näher man die Daumen X_1 und X_2 einander bringt, je zeitiger erfolgt natürlich auch die Umsteuerung und je kleiner ist also auch der Treibkolbenweg.

§. 319 **Leistung der Wassersäulenmaschinen.** Es folgt nun die Theorie und Berechnung der Leistung einer Wassersäulenmaschine. Bedienen wir uns hierbei folgender Bezeichnungen. Der Inhalt der Treibkolbenfläche sei $= F$, der Inhalt des Querschnittes der Einfallröhren $= F_1$, ferner der Durchmesser des Treibkolbens $= d$, der der Einfallröhren $= d_1$ und der der Austragröhre $= d_2$, ferner sei das Gefälle, vom Wasserspiegel im Einfallkasten bis Wasserspiegel des Ausgußkastens gemessen, $= h$, die mittlere Druckhöhe beim Aufgange des Treibkolbens, also die senkrechte Tiefe der gedrückten Kolbenfläche unter dem Wasserspiegel im Einfallkasten, bei mittlerem Kolbenstande, $= h_1$, und die mittlere Druckhöhe beim Niedergange des Kolbens, d. i. die senkrechte Tiefe der Kolbenfläche unter der Ausgußmündung, bei mittlerem Kolbenstande, $= h_2$, noch sei s der Kolbenhub oder Weg des Treibkolbens pr. Spiel (franz. la course du piston; engl. the stroke of piston), l_1 die Länge der Einfall-, l_2 die der Austragröhrenaxe, v die mittlere Kolbengeschwindigkeit, v_1 die mittlere Wassergeschwindigkeit in der Einfall-, sowie v_2 die in der Austragröhre.

Setzen wir zugleich eine einfachwirkende Wassersäulenmaschine voraus, nehmen wir an, daß sie pr. Minute n vollständige Spiele mache und dabei im Durchschnitte pr. Secunde Q Cubikfuß Aufschlagwasser verbrauche.

Der mittlere Druck des Wassers gegen die Treibkolbenfläche F ist $P_1 = F h_1 \gamma$ (s. Bd. I, §. 355), folglich die geleistete Arbeit desselben pr. Spiel, ohne Rücksicht auf Nebenhindernisse:

$$P_1 s = F s h_1 \gamma,$$

daher pr. Minute:

$$n P_1 s = n F s h_1 \gamma,$$

und endlich die mittlere Leistung pr. Secunde:

$$L_1 = \frac{n}{60} P_1 s = \frac{n}{60} F s h_1 \gamma,$$

oder, da sich $\frac{nFs}{60} = Q$ setzen läßt,

$$L_1 = Q h_1 \gamma.$$

Beim Rückgange des Kolbens wirkt die mittlere Kraft

$$P_2 = F h_2 \gamma$$

der Bewegung desselben entgegen, wird also auch die Arbeit

$$P_2 s = F h_2 s \gamma$$

consumirt, daher ist denn auch der entsprechende Arbeitsverlust pr. Secunde:

$$L_2 = Q h_2 \gamma,$$

und sonach die übrigbleibende zu Gebote stehende Leistung der Maschine:

$$L = L_1 - L_2 = Q (h_1 - h_2) \gamma = Q h \gamma,$$

wie bei jeder anderen hydraulischen Kraftmaschine.

Diese Formel ändert sich nicht, wenn auch der Treibkolben den Treibcylinder nicht vollkommen ausfüllt, wenn, wie z. B. bei dem Mönchskolben, ein Zwischenraum zwischen dem Kolben- und dem Cylinderumfange übrig bleibt, oder wenn der Kolben in seinem tiefsten Stande den Cylinderboden nicht berührt; ebenso bleibt die Formel dieselbe, wenn der Ausgußpunkt unter dem mittleren Kolbenstande befindlich, also h_2 negativ und $h = h_1 + h_2$ ist. Auch kommt auf die Form der Kolbenfläche nichts an (s. Bd. I, §. 361 Anmerkung): es ist stets unter F der Inhalt des Querschnittes rechtwinkelig gegen die Axe desselben zu verstehen, also

$$F = \frac{\pi d^2}{4}$$

zu setzen.

Hierbei muß allerdings vorausgesetzt werden, daß beim Kolbenniedergange nur ein dem Kolbenhube s entsprechendes Wasserquantum Fs austrete, nicht aber alles im Cylinder und, nach Befinden, in der Communications- und in der Ausgußröhre befindliche Wasser. Bei Anwendung eines hydraulischen Balanciers oder eines aufsteigenden Ausgußrohres kann natürlich der letzte Fall gar nicht eintreten; anders ist es aber, wenn das Ausgußrohr abwärts gerichtet ist und unter dem tiefsten Kolbenstande ausmündet. Damit in diesem Falle das Wasser bis zum tiefsten Kolbenstande in dem Cy-

linder zurückbleibe und nicht durch von unten zutretende Luft verdrängt werde, ist es nöthig, einen Ausfluß unter Wasser herzustellen.

Anmerkung. Wir sehen aus dem Obigen, daß die Leistung einer Wassersäulenmaschine nur vom Totalgefälle $h = h_1 - h_2$, nicht aber von den einzelnen Druckhöhen h_1 oder h_2 des Auf- oder Niederganges abhängt, nur findet insofern eine Einschränkung statt, als bei Anwendung eines niedersteigenden Ausgußrohres die Tiefe des Unterwasserspiegels unter dem Kolbenstande noch nicht eine Atmosphärenhöhe ($b = 32{,}8$ Fuß) betragen darf, weil die Atmosphäre durch ihren Druck auf diesen Spiegel in dem Austragrohre nur einer Wassersäule von dieser Höhe das Gleichgewicht zu halten vermag.

§. 320 **Kolbenreibung.** Unter den Nebenhindernissen einer Wassersäulenmaschine ist die Kolbenreibung eins der beträchtlichsten. Da genaue Versuche hierüber bis jetzt noch nicht angestellt worden sind, so bleibt nichts übrig, als dieselbe aus dem Wasserdrucke mit Hülfe eines der bekannten Reibungscoefficienten zu berechnen. Ist die Liderung eine hydrostatische, so erhalten wir die Kraft, mit welcher das Wasser jedes Element f der Liderungsfläche gegen den abzuschließenden Cylindermantel drückt, für den Kolbenaufgang $= f h_1 \gamma$, und für den Niedergang $= f h_2 \gamma$, und daher die entsprechenden Reibungen $= \varphi f h_1 \gamma$ und $\varphi f h_2 \gamma$, wenn φ den Reibungscoefficienten bezeichnet. Obgleich die Kräfte der einzelnen Flächenelemente sehr verschiedene Richtungen haben, so sind doch sämmtliche Reibungen unter sich, und zwar mit der Kolbenaxe, parallel, und es ist daher ihre Mittelkraft oder die Gesammtreibung des Kolbens gleich der Summe der Reibungen aller Liderungselemente, und demnach so zu bestimmen, daß man in obigen Formeln statt f die Summe aller Elemente, d. i. den Inhalt der ganzen Liderungsfläche einsetzt. Bezeichnen wir die Breite dieser Fläche, oder, wenn es zwei Liderungskränze giebt, die Breite beider zusammen, durch e, so können wir den Inhalt der Liderungsfläche durch $\pi d e$ ausdrücken, und erhalten so die beiden Kolbenreibungen:

$$R_1 = \varphi \pi d e h_1 \gamma \quad \text{und} \quad R_2 = \varphi \pi d e h_2 \gamma.$$

Der leichteren Uebersicht wegen drückt man gewöhnlich diese Reibung so wie auch die übrigen Nebenhindernisse durch das Gewicht einer Wassersäule aus, welche den Treibkolbenquerschnitt zur Grundfläche hat, und deren Höhe h_3 oder h_4 den Gefällverlust ausdrückt, welcher der Kolbenreibung entspricht. Hiernach setzen wir also:

$$R_1 = F h_3 \gamma \quad \text{und} \quad R_2 = F H_4 \gamma,$$

also auch

$$F h_3 = \varphi \pi d e h_1 \quad \text{und} \quad F h_4 = \varphi \pi d e h_2,$$

oder

$$F = \frac{\pi d^2}{4} \text{ eingeführt,}$$

$$\frac{dh_3}{4} = \varphi e h_1 \quad \text{und} \quad \frac{dh_4}{4} = \varphi e h_2,$$

hiernach die den Kolbenreibungen entsprechenden Gefällverluste:

$$h_3 = 4\,\varphi\,\frac{e}{d}\,h_1 \quad \text{und} \quad h_4 = 4\,\varphi\,\frac{e}{d}\,h_2.$$

Bringt man diese Höhen in Abzug, so erhält man für die mittlere Kraft beim Aufgange:

$$P_1 = F(h_1 - h_3)\gamma = \left(1 - 4\,\varphi\,\frac{e}{d}\right) F h_1 \gamma,$$

und den mittleren Widerstand beim Niedergange:

$$P_2 = F(h_2 + h_4)\gamma = \left(1 + 4\,\varphi\,\frac{e}{d}\right) F h_2 \gamma,$$

daher die resultirende mittlere Leistung:

$$L = \frac{n}{60}(P_1 - P_2)\,s = \frac{n}{60}\left((h_1 - h_2) - 4\,\varphi\,\frac{e}{d}\,(h_1 + h_2)\right) F s \gamma$$

$$= \left(h - 4\,\varphi\,\frac{e}{d}(h_1 + h_2)\right) Q\gamma = \left[\left(1 - 4\,\varphi\,\frac{e}{d}\right)h - 8\,\varphi\,\frac{e}{d}\,h_2\right] Q\gamma$$

$$= \left[1 - 4\,\varphi\,\frac{e}{d}\left(1 + \frac{2\,h_2}{h}\right)\right] Q h \gamma.$$

Ist die Steighöhe h_2 Null oder sehr klein, so läßt sich einfacher

$$L = \left(1 - 4\,\varphi\,\frac{e}{d}\right) Q h \gamma$$

setzen.

Man ersieht übrigens hieraus, daß der Arbeitsverlust in Folge der Kolbenreibung um so größer ausfällt, je größer $\frac{h_2}{h}$ ist, je tiefer also die Maschine unter dem Ausgußpunkte steht oder je höher das Wasser beim Austragen zurücksteigt.

Um diesen Arbeitsverlust möglichst herabzuziehen, soll man den Liderungskranz nicht unnöthig breit machen. Bei den bestehenden Maschinen liegt $\frac{e}{d}$ innerhalb der Grenzen 0,1 bis 0,2. Der Reibungscoefficient φ ist aber, so lange besondere Versuche hierüber nicht angestellt worden sind, nach Morin, im Mittel 0,25 zu setzen. Dies vorausgesetzt, erhalten wir nun $4\,\varphi\,\frac{e}{d} = 0{,}1$ bis $0{,}2$; es verzehrt also hiernach die Kolbenreibung 10 bis 20 Procent von der ganzen disponiblen Arbeit.

Hydraulische Nebenhindernisse. Ein anderer Arbeitsverlust der Wassersäulenmaschinen entspringt ferner aus der Reibung des Wassers §. 321

in den Einfall- und Austragröhren. Nach der in Band I, §. 427 vorgetragenen Theorie ist der dieser Reibung entsprechende Druckhöhenverlust, wenn ζ den Reibungscoefficienten bezeichnet,

$$h = \zeta \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{v^2}{2g};$$

auf die Einfallröhre angewendet aber

$$y_1 = \zeta \cdot \frac{l_1}{d_1} \cdot \frac{v_1^2}{2g},$$

und auf die Austrageröhre bezogen:

$$z_1 = \zeta \cdot \frac{l_2}{d_2} \cdot \frac{v_2^2}{2g}.$$

Nun ist aber das Wasserquantum pr. Sec.:

$$\frac{\pi d_1^2}{4} \cdot v_1 = \frac{\pi d_2^2}{4} \cdot v_2 = \frac{\pi d^2}{4} v,$$

also

$$d_1^2 v_1 = d_2^2 v_2 = d^2 v$$

oder:

$$v_1 = \left(\frac{d}{d_1}\right)^2 v \text{ und } v_2 = \left(\frac{d}{d_2}\right)^2 v,$$

daher lassen sich die Reibungswiderstandshöhen setzen:

$$y_1 = \zeta \cdot \frac{l_1 d^4}{d_1^5} \cdot \frac{v^2}{2g} \text{ und}$$

$$z_1 = \zeta \cdot \frac{l_2 d^4}{d_2^5} \cdot \frac{v^2}{2g},$$

und es ist bei Geschwindigkeiten (v_1 oder v_2) von 5 bis 10 Fuß, $\zeta = 0{,}022$ bis 0,020 einzuführen.

Um diese Widerstandshöhe herabzuziehen, hat man weite Einfall- und Austragröhren anzuwenden und den Treibkolben langsam auf- und niedergehen zu lassen.

Die Bewegung des Wassers in den Röhren einer Wassersäulenmaschine ist insofern noch verschieden von der Bewegung des Wassers in einfachen Röhrenleitungen, als sich die Geschwindigkeit von jener unaufhörlich verändert, bald vernullt, bald zu-, bald abnimmt u. s. w., während die Geschwindigkeit in dieser immer eine und dieselbe bleibt. Aus diesem Grunde spielt denn auch bei einer Wassersäulenmaschine die Trägheit des Wassers eine größere Rolle, als bei der Bewegung des Wassers in einfachen Leitungen. Um eine Masse M in die Geschwindigkeit v zu versetzen, ist bekanntlich die mechanische Arbeit $\frac{Mv^2}{2}$ zu verrichten, um also auch der

Wassersäule in der Einfallröhre eine Geschwindigkeit v_1 zu ertheilen, ist, da dieselbe das Gewicht $F_1 l_1 \gamma$ hat, die mechanische Arbeit $F_1 l_1 \gamma \cdot \frac{v_1^2}{2g}$ aufzuwenden. Wenn die Wassersäule durch den Steuerkolben erst nach vollbrachtem Spiele des Treibkolbens von diesem abgesperrt würde, so ginge diese Arbeit nicht verloren, denn diese Säule würde dem Treibkolben während seiner Verzögerung und seines allmäligen Uebergehens zur Ruhe diese Arbeit zurückgeben, allein das Absperren des Kraftwassers von dem Treibkolben erfolgt, wenn auch gegen das Ende, jedoch noch während der Bewegung desselben, so daß der Treibkolben und die Wassersäule gleichzeitig zur Ruhe übergehen; es muß daher der Steuerkolben während der ersten Hälfte seines Aufganges der Wassersäule alle lebendige Kraft nach und nach entziehen, indem er derselben durch allmälige Verengung des Querschnittes ein wachsendes Hinderniß in den Weg legt. Deshalb ist denn auch anzunehmen, daß die Arbeit der Trägheit

$$F_1 l_1 \gamma \cdot \frac{v_1^2}{2g}$$

bei jedem Spiele zum großen Theil verloren gehe.

Führen wir noch $v_1 = \frac{d^2}{d_1^2} v$ und $F_1 = \frac{\pi d_1^{\,2}}{4}$ ein, so erhalten wir für diese Arbeit den Ausdruck:

$$\frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{d^2 l_1}{d_1^2} \gamma \cdot \frac{v^2}{2g},$$

daher die entsprechende mittlere Kraft während des ganzen Treibkolbenweges s:

$$K = \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{d^2 l_1}{d_1^2 s} \gamma \cdot \frac{v^2}{2g},$$

und der entsprechende Gefäll- oder Druckhöhenverlust:

$$y_2 = \frac{K}{F\gamma},$$

d. i.:

$$y_2 = \frac{d^2 l_1}{d_1^2 s} \cdot \frac{v^2}{2g}.$$

Ein auf gleiche Weise auszudrückender Verlust findet auch beim Rückgange des Treibkolbens statt, wo das Wasser genöthigt wird, mit der Geschwindigkeit v_2 auszutreten, und die am Anfange des Kolbenweges zu überwindende lebendige Kraft beim Ausgusse verloren geht und daher der Maschine ebenfalls entzogen wird. Der entsprechende Druckhöhenverlust ist daher:

$$z_2 = \frac{d^2 l_2}{d_2^2 s} \cdot \frac{v^2}{2g}.$$

Um diese beiden Arbeitsverluste möglichst zu vermindern, ist daher nöthig, die Einfall- und Austragröhre weit und beide möglichst kurz zu machen, ferner eine kleine Kolbengeschwindigkeit und einen großen Kolbenhub in Anwendung zu bringen.

Um die nachtheiligen Wirkungen des Stoßes der, zumal bei der Gewichtssteuerung, zu schnell abgesperrten Wassersäule zu mäßigen oder ganz zu beseitigen, hat man an dem unteren Ende der Einfallröhre, nahe vor der Steuerung, einen Windkessel (franz. réservoir à air; engl. air vessel), d. i. ein mit comprimirter Luft angefülltes cylindrisches Gefäß angebracht, wie man es z. B. an Feuerspritzen, von welchen im dritten Bande die Rede sein wird, vorfindet. Es nimmt hier die abgesperrte Luft die überflüssige lebendige Kraft des Wassers auf, indem sie von dieser zusammengedrückt wird, und es wird die Arbeit dieser Kraft durch das am Anfange des folgenden Spieles eintretende Sichwiederausdehnen der Luft beinahe wieder gewonnen, indem das hierbei wieder aus dem Windkessel herausgedrängte Wasser ziemlich unter dem hydrostatischen Drucke in den Treibcylinder tritt. In der Anwendung bei Maschinen mit hohem Gefälle hat sich gezeigt, daß sich die Luft im Windkessel mit dem Wasser vermengt und sich dadurch allmälig ganz aus demselben entfernt. Um aber dies zu verhindern, ist entweder ein Kolben in diesen Kessel einzusetzen, welcher die Luft vom Wasser absperrt, oder eine kleine Luftpumpe anzuwenden, welche Luft in den Kessel einführt und dadurch den Abgang wieder ersetzt.

§. 322 Richtungs- und Querschnittsveränderungen in den einzelnen Röhren und Canälen einer Wassersäulenmaschine sind die weiteren Ursachen von den Arbeitsverlusten dieser Maschine. Diese Verluste lassen sich theils nach den bekannten und in Bd. I, Abschnitt VI, Cap. 1 und 2 gefundenen Regeln der Hydraulik, theils mit Hülfe der Resultate besonders hierüber angestellter Versuche (s. polytechn. Centralblatt, Jahrgang 1851, Lieferung 4) bestimmen.

In den Einfall- und Austragröhren befinden sich gekrümmte Kniestücke, worin gewöhnlich die Richtung des bewegten Wassers um einen Rechtwinkel abgelenkt wird. Ist r die halbe Weite der Röhre und a der Krümmungshalbmesser der Axe ihres Kropfes, so entspricht dem letzteren nach Bd. I, §. 442 annähernd der Widerstandscoefficient:

$$\zeta_1 = 0{,}131 + 1{,}847 \left(\frac{a}{r}\right)^{7/2},$$

und ist nun bei der Geschwindigkeit v_1 des durchströmenden Wassers der

Druckhöhenverlust $= \zeta_1 \cdot \frac{v_1^2}{2g}$, also für einen Kropf in der Einfallröhre:

$$y_3 = \zeta_1 \cdot \left(\frac{d}{d_1}\right) \cdot \frac{v^2}{2g},$$

und für einen solchen in der Austragsröhre:

$$z_3 = \zeta_1 \left(\frac{d}{d_2}\right)^4 \frac{v^2}{2g}.$$

Beim Ein- und Austritt des Wassers in und aus dem Steuercylinder wird die Richtung des Wassers durch ein Knie plötzlich um einen Rechtwinkel abgelenkt, es findet daher hier nach Bd. I, §. 441 ein Druckhöhenverlust

$$\zeta_2 \frac{v_1^2}{2g} = 0{,}984 \cdot \frac{v_1^2}{2g},$$

also nahe $= \frac{v_1^2}{2g}$ statt; der Allgemeinheit wegen möge jedoch für den Eintritt aus der Einfallröhre in den Steuercylinder die Widerstandshöhe

$$y_4 = \zeta_2 \frac{v_1^2}{2g} = \zeta_2 \left(\frac{d}{d_1}\right)^4 \cdot \frac{v^2}{2g},$$

und für den Austritt aus dem Steuercylinder in das Austragrohr

$$z_4 = \zeta_2 \frac{v_2^2}{2g} = \zeta_2 \left(\frac{d}{d_2}\right)^4 \cdot \frac{v^2}{2g}$$

gesetzt werden.

Für den Uebertritt des Wassers aus dem Steuercylinder in das Communicationsrohr läßt sich, nach den oben angeführten Versuchen, der Widerstandscoefficient $\zeta_3 = 5$ und für den Uebertritt aus dem Communicationsrohre in den Steuercylinder $\zeta_4 = 34{,}5$ setzen. Ist nun d_3 der Durchmesser des Steuercylinders unmittelbar beim Steuerkolben, so hat man für den Uebergang des Wassers aus dem Steuercylinder in das Communicationsrohr die Widerstandshöhe:

$$y_5 = \zeta_3 \left(\frac{d}{d_3}\right)^4 \cdot \frac{v^2}{2g} = 5 \left(\frac{d}{d_3}\right)^4 \cdot \frac{v^2}{2g},$$

und umgekehrt, für den Uebertritt aus diesem Rohre in den Steuercylinder:

$$z_5 = \zeta_4 \left(\frac{d}{d_3}\right)^4 \cdot \frac{v^2}{2g} = 34{,}5 \left(\frac{d}{d_3}\right)^4 \cdot \frac{v^2}{2g} \text{ zu setzen.}$$

Endlich ist für den Eintritt in den Treibcylinder nach den besonders zu diesem Zwecke angestellten Versuchen, $\zeta_5 = 31$, und dagegen für den Austritt aus demselben, $\zeta_6 = 26$; folglich für jenen die verlorene Druckhöhe:

$$y_6 = \zeta_5 \cdot \frac{v^2}{2g} = 31 \cdot \frac{v^2}{2g},$$

und für diesen dieselbe

$$z_6 = \zeta_6 \cdot \frac{v^2}{2g} = 26 \cdot \frac{v^2}{2g}.$$

Um überhaupt die Verluste durch plötzliche Geschwindigkeitsveränderungen zu vermindern, hat man den Communicationsröhren und dem Theile des Steuercylinders, durch welchen das Betriebswasser hin- und zurückgeht, mit der Einfall- und Austragröhre einerlei Querschnitt zu geben, oder wenigstens jene Röhren u. s. w. durch ein sich allmälig erweiterndes Rohr mit diesen in Verbindung zu setzen.

Besondere Arbeits- oder Druckhöhenverluste werden noch durch die in Hähnen oder Ventilen bestehenden Regulirungsapparate oder Pipen herbeigeführt. Dieselben sind ebenfalls durch die Formel

$$h = \zeta \cdot \frac{v^2}{2g}$$

zu bestimmen, deren Coefficienten $\zeta = \zeta_7, \zeta_8$ vom Stellwinkel der Pipe abhängen und aus den Tabellen in Bd. I, §. 443 zu entnehmen sind. Hiernach ist also für den Aufgang des Treibkolbens:

$$y_7 = \zeta_7 \cdot \left(\frac{d}{d_1}\right)^4 \cdot \frac{v^2}{2g},$$

und für den Rückgang:

$$z_7 = \zeta_8 \cdot \left(\frac{d}{d_2}\right)^4 \cdot \frac{v^2}{2g}.$$

Durch Stellung der Regulirungspipe kann man dem Widerstandscoefficienten jeden beliebigen, zwischen 0 und ∞ enthaltenden Werth ertheilen, daher auch jeden Ueberschuß an Kraft tödten und die Geschwindigkeit des Auf- und Niederganges nach Willkür oder Bedürfniß mäßigen.

§. 323 **Leistungsformel.** Wenn wir vor der Hand die Steuerung unbeachtet lassen, so können wir nun eine Formel zur Bestimmung der Nutzleistung einer einfach wirkenden Wassersäulenmaschine zusammensetzen. Die mittlere Kraft beim Aufgange des Kolbens ist:

$$P_1 = [h_1 - h_3 - (y_1 + y_2 + y_3 + y_4 + y_5 + y_6 + y_7)]\, F\gamma$$
$$= [h_1 - h_3 - \Sigma(y)]\, F\gamma,$$

und die Last beim Rückgange:

$$P_2 = (h_2 + h_4 + z_1 + z_2 + z_3 + z_4 + z_5 + z_6 + z_7)\, F\gamma$$
$$= (h_2 + h_4 + \Sigma(y))\, F\gamma,$$

folglich die Leistung für ein vollständiges Kolbenspiel:

$$(P_1 - P_2)\, s = [h_1 - (h_2 + h_3 + h_4) - (\Sigma(y) + \Sigma(z))]\, Fs\gamma,$$

und die Leistung einer einfach-wirkenden Wassersäulenmaschine pr. Secunde:

$$L = [h_1 - (h_2 + h_3 + h_4) - (\Sigma(y) + \Sigma(z))] \cdot \frac{n}{60} \cdot Fs\gamma$$
$$= \left(h - 4\varphi\frac{e}{d}(h_1 + h_2) - (\Sigma(y) + \Sigma(z))\right)\frac{n}{60} Fs\gamma.$$

Setzen wir noch

$$\zeta \frac{l_1 d^4}{d_1^5} + \frac{d^2 l_1}{d_1^2 s} + \zeta_1 \left(\frac{d}{d_1}\right)^4 + \zeta_2 \left(\frac{d}{d_1}\right)^4 + \zeta_3 \left(\frac{d}{d_3}\right)^4 + \zeta_5 + \zeta_7 \left(\frac{d}{d_1}\right)^4,$$

oder

$$\left[\zeta \frac{l_1}{d_1} + \frac{d_1^2 l_1}{d^2 s} + \zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_3 \left(\frac{d_1}{d_3}\right)^4 + \zeta_5 \left(\frac{d_1}{d}\right)^4 + \zeta_7\right] \left(\frac{d}{d_1}\right)^4$$

$$= \varkappa_1 \left(\frac{d}{d_1}\right)^4 \text{ und}$$

$$\zeta \frac{l_2 d^4}{d_2^5} + \frac{d^2 l_2}{d_2^2 s} + \zeta_1 \left(\frac{d}{d_2}\right)^4 + \zeta_2 \left(\frac{d}{d_2}\right)^4 + \zeta_4 \left(\frac{d}{d_3}\right)^4 + \zeta_6 + \zeta_8 \left(\frac{d}{d_2}\right)^4,$$

oder

$$\left[\zeta \frac{l_2}{d_2} + \frac{d_2^2 l_2}{d^2 s} + \zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_4 \left(\frac{d_2}{d_3}\right)^4 + \zeta_6 \left(\frac{d_2}{d}\right)^4 + \zeta_8\right] \left(\frac{d}{d_2}\right)^4 = \varkappa_2 \left(\frac{d}{d_2}\right)^4,$$

so können wir sehr einfach und übersichtlich die Leistung ausdrücken durch:

$$L = \left[h - \left(4 \varphi \frac{e}{d}(h_1 + h_2) + \left[\varkappa_1 \left(\frac{d}{d_1}\right)^4 + \varkappa_2 \left(\frac{d}{d_2}\right)^4\right] \cdot \frac{v^2}{2g}\right)\right] \cdot \frac{n}{60} F s \gamma.$$

Wegen der größeren Länge der Einfallröhre fällt $\varkappa_1$ meist größer aus als $\varkappa_2$, und deshalb macht man denn auch gewöhnlich die Aufgangszeit t_1 größer als die Niedergangszeit t_2.

Setzt man die Aufgangszeit $t_1 = \nu_1 t$, sowie die Niedergangszeit $t_2 = \nu_2 t$, wobei $t = t_1 + t_2 = \frac{60''}{n}$ die Zeit eines ganzen Spieles bezeichnet, und behält man für die mittlere Geschwindigkeit eines ganzen Spieles, $v = \frac{2s}{t} = \frac{2ns}{60''}$ bei, so erhält man die mittlere Geschwindigkeit beim Aufgange

$$v_1 = \frac{s}{t_1} = \frac{s}{\nu_1 t} = \frac{1}{\nu_1} \cdot \frac{v}{2},$$

dagegen die beim Niedergange

$$v_2 = \frac{s}{t_2} = \frac{s}{\nu_2 t} = \frac{1}{\nu_2} \cdot \frac{v}{2},$$

folglich läßt sich allgemeiner die Leistung ausdrücken:

$$L = \left[h - \left(4 \varphi \frac{e}{d} (h_1 + h_2) + \left[\varkappa_1 \left(\frac{1}{2 \nu_1}\right)^2 \left(\frac{d}{d_1}\right)^4 \right.\right.\right.$$
$$\left.\left.\left. + \varkappa_2 \left(\frac{1}{2 \nu_2}\right)^2 \left(\frac{d}{d_2}\right)^4\right] \frac{v^2}{2g}\right)\right] \cdot \frac{n}{60} F s \gamma,$$

oder $\frac{n}{60} \cdot F s = Q$ eingesetzt:

$$L = \left[h - \left(4\varphi \frac{e}{d}(h_1 + h_2) + \tfrac{1}{4}\left[\varkappa_1 \left(\frac{1}{\nu_1}\right)^2 \left(\frac{d}{d_1}\right)^4 + \varkappa_2 \left(\frac{1}{\nu_2}\right)^2 \left(\frac{d}{d_2}\right)^4\right] \cdot \frac{v^2}{2g}\right)\right] Q\gamma,$$

oder $v = \frac{2Q}{F} = \frac{8Q}{\pi d^2}$ eingeführt.

$$L = \left(h - \left[4\varphi \frac{e}{d}(h_1 + h_2) + \left(\frac{\varkappa_1}{\nu_1^2 d_1^4} + \frac{\varkappa_2}{\nu_2^2 d_2^4}\right) \cdot \frac{1}{2g} \cdot \left(\frac{4Q}{\pi}\right)^2\right]\right) Q\gamma.$$

Bei einer doppelt wirkenden Wassersäulenmaschine ist natürlich auch diese Arbeit doppelt.

Diese Formel führt sehr gut vor Augen, daß die Nutzleistung einer Wassersäulenmaschine um so größer ausfällt, je größer d, d_1 und d_2, je weiter also sämmtliche Cylinder und Röhren sind. Auch läßt sich durch den höheren Calcül finden, daß die Leistung bei gegebener Anzahl von Spielen am größten ausfällt oder die Nebenhindernisse am kleinsten werden, wenn

$$\frac{\varkappa_1}{\nu_1^3 d_1^4} = \frac{\varkappa_2}{\nu_2^3 d_2^4},$$

d. i. wenn $\frac{\nu_1}{\nu_2} = \sqrt[3]{\frac{\varkappa_1 d_2^4}{\varkappa_2 d_1^4}}$ ist.

Da überdies noch $\nu_1 + \nu_2 = 1$ ist, so folgt:

$$\nu_1 = \frac{1}{1 + \sqrt[3]{\frac{\varkappa_2 d_1^4}{\varkappa_1 d_2^4}}},$$

sowie:

$$\nu_2 = \frac{1}{1 + \sqrt[3]{\frac{\varkappa_1 d_2^4}{\varkappa_2 d_1^4}}}.$$

Wäre z. B. $d_2 = d_1$ und $\varkappa_1 = 8\varkappa_2$, so würde $\frac{\nu_1}{\nu_2} = \sqrt[3]{8} = 2$ betragen, also die Aufgangszeit noch einmal so groß sein müssen als die Niedergangszeit. Bei Anwendung eines an die Treibkolbenstange angeschlossenen Balanciers läßt sich dieses Verhältniß $\frac{\nu_1}{\nu_2}$ zwischen der Auf- und Niedergangszeit leicht durch Zulegen und Abnehmen von Gewichten u. s. w. herstellen. Das Reguliren der Zeiten durch die Pipen in der Einfallröhre und in der Austragröhre hingegen erfolgt stets nur auf Unkosten der Nutzleistung, da diese Apparate einen durch ζ_7, ζ_8 gemessenen Kraftverlust hervorbringen, der um so größer ausfällt, je mehr diese Pipen zugedreht werden.

Ist die geforderte Arbeit kleiner als die Nutzleistung der Wassersäulenmaschine, so muß natürlich der Ueberschuß an Arbeit ebenfalls durch Stellung der Pipen vernichtet werden.

Geschwindigkeitsquadrat. Es ist ferner die Frage, welchen Werth §. 324
soll man in den letzten Formeln für das mittlere Quadrat der Kolbengeschwindigkeit einer Wassersäulenmaschine einführen. Ginge der Kolben ziemlich gleichförmig auf und nieder, so wäre allerdings

$$v^2 = \left(\frac{s}{t_1}\right)^2,$$

wo s den Kolbenweg und t_1 die Zeit zum Durchlaufen desselben bezeichnet, zu setzen; da dies aber weder bei einfachen, noch bei doppeltwirkenden Maschinen der Fall ist, so muß allerdings eine besondere Bestimmung von v^2 vorgenommen werden.

Jedenfalls wird das mittlere Quadrat der Kolbengeschwindigkeit gefunden, wenn man die den gleichen Theilen des Kolbenweges $s = AB$, Fig. 575, entsprechenden Kolbengeschwindigkeiten $v_0, v_1, v_2 \ldots$ quadrirt, addirt und die Summe durch die Anzahl der Theile des Kolbenweges dividirt. Wäre nun die Bewegung des Kolbens gleichförmig beschleunigt, oder gleichförmig verzögert, so würden sich die Quadrate der Geschwindigkeiten wie die Räume verhalten; wäre daher die kleinste Geschwindigkeit $= 0$ und die größte $= c$, so hätte man die den Wegen

Fig. 575.

$$0,\ \frac{s}{n},\ \frac{2s}{n},\ \frac{3s}{n} \ldots$$

entsprechenden Geschwindigkeitsquadrate $v_0^2, v_1^2, v_2^2, v_3^2 \ldots$:

$$0,\ \frac{1}{n}c^2,\ \frac{2}{n}c^2,\ \frac{3}{n}c^2 \ldots,$$

folglich die Summe derselben

$$= \frac{c^2}{n}(1 + 2 + 3 + \cdots + n) = \frac{c^2}{n} \cdot \frac{n^2}{2} = n\,\frac{c^2}{2},$$

endlich ihren mittleren Werth:

$$v^2 = \frac{c^2}{2};$$

oder, da $s = \frac{c t_1}{2}$ ist,

$$v^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{2s}{t_1}\right)^2 = 2\left(\frac{s}{t_1}\right)^2 = 2 v_1^2,$$

wenn statt des Quotienten $\frac{s}{t_1}$ aus Kolbenweg s und Bewegungszeit t_1 die

mittlere Kolbengeschwindigkeit v_1 eingeführt wird. Diese Formel gilt natürlich auch, wenn der erste Theil des Kolbenweges gleichförmig beschleunigt und der zweite gleichförmig verzögert zurückgelegt wird.

Es ist also hier allemal das mittlere Geschwindigkeitsquadrat v^2 doppelt so groß, als das Quadrat v_1^2 der mittleren Kolbengeschwindigkeit.

Bei einer doppeltwirkenden Wassersäulenmaschine mit Kurbelmechanismus ist, wie im Artikel „Dampfmaschine" bewiesen wird

$$v^2 = \frac{\pi^2}{6} v_1^2 = 1,645\ v_1^2 = 1,645 \left(\frac{s}{t_1}\right)^2.$$

Führen wir hiernach in der Leistungsformel

$$L = \left[h - \left(4\varphi \frac{b}{d}(h_1 + h_2) + {}^1/_4 \left[\varkappa_1 \left(\frac{1}{v_1}\right)^2 \left(\frac{d}{d_1}\right)^4 + \varkappa_2 \left(\frac{1}{v_1}\right)^2 \left(\frac{d}{d_2}\right)^4\right] \frac{v^2}{2g}\right] Q\gamma$$

des §. 323

$$v^2 = 2\left(\frac{2Q}{F}\right)^2 = 2\left(\frac{8Q}{\pi d^2}\right)^2$$ ein, so erhalten wir

$$L = \left(h - \left[4\varphi \frac{b}{d}(h_1 + h_2) + {}^1/_2 \left(\frac{\varkappa_1}{v_1^2 d_1^4} + \frac{\varkappa_2}{v_2^2 d_2^4}\right) \frac{1}{2g} \left(\frac{8Q}{\pi}\right)^2\right]\right) Q\gamma.$$

Beispiel. Man soll für ein Gefälle h von 350 Fuß und für ein Wasserquantum $Q = 1$ Cubikfuß pr. Secunde die Anordnung und Berechnung einer einfach wirkenden eincylindrigen Wassersäulenmaschine vollziehen. Lassen wir den Treibkolben mit der mittleren Geschwindigkeit $v = 1$ Fuß auf- und niedersteigen, so haben wir für dessen Querschnitt den Inhalt:

$$F = \frac{2Q}{v} = \frac{2 \cdot 1}{1} = 2 \text{ Quadratfuß},$$

und lassen wir das Wasser in den Einfall- und Ausgußröhren mit $v_1 = v_2 = 5$ Fuß mittlerer Geschwindigkeit sich bewegen, so haben wir für den Querschnitt dieser Röhren:

$$F_1 = \frac{2Q}{v_1} = {}^2/_5 = 0,4 \text{ Quadratfuß}.$$

Hiernach folgt der Durchmesser des Treibkolbens:

$$d = \sqrt{\frac{4F}{\pi}} = \sqrt{\frac{8}{\pi}} = 1,5958 \text{ Fuß},$$

und der der Einfall- und Austragröhren:

$$d_1 = d_2 = \sqrt{\frac{4F_1}{\pi}} = \sqrt{\frac{1,6}{\pi}} = 0,71364 \text{ Fuß}.$$

Der Einfachheit und Sicherheit wegen wollen wir aber $d = 20$ Zoll und $d_1 = 9$ Zoll in Anwendung bringen.

Wenn wir der Ausgleichung des Stangengewichtes wegen u. s. w. das

Ausgußrohr 50 Fuß hoch über dem mittleren Kolbenstande aufsteigen lassen, also $h_2 = 50$ Fuß annehmen, so bekommen wir:

$$h_1 = h + h_2 = 400 \text{ Fuß}.$$

Nehmen wir ferner an, daß die Axenlänge l_1 der Einfallröhre 450, die der Ausgußröhre aber, also l_2, nur 66 Fuß betrage. Bei 20 Zoll Kolbendurchmesser bekommen wir:

$$F = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{25}{9} = 2{,}182 \text{ Quadratfuß},$$

daher:

$$v = \frac{2\,Q}{F} = \frac{2}{2{,}182} = 0{,}9166 \text{ Fuß}.$$

Rechnen wir nun noch auf vier Spiele pr. Minute, so erhalten wir den Hub:

$$s = \frac{60\,v}{2\,n} = \frac{60\,.\,0{,}9166}{8} = 6{,}8745 \text{ Fuß}.$$

Nehmen wir ferner die Breite e des Liderungskranzes am Treibkolben $= \frac{1}{8}\,d = 2\frac{1}{2}$ Zoll an, so erhalten wir zunächst die durch Treibkolbenreibung aufgezehrte Druckhöhe:

$$4\,\varphi\,\frac{e}{d}\,(h_1 + h_2) = 4\,.\,0{,}25\,.\,\tfrac{1}{8}\,(400 + 50) = \frac{450}{8} = 56{,}25 \text{ Fuß},$$

und es bleibt nach Abzug der Kolbenreibung nur noch das nutzbare Gefälle oder die Druckhöhe

$$h - 4\,\varphi\,\frac{e}{d}\,(h_1 + h_2) = 350 - 56{,}25 = 293{,}75 \text{ Fuß}$$

übrig.

Um nun die hydraulischen Widerstände zu finden, müssen wir zunächst die Coefficienten $\varkappa_1$ und $\varkappa_2$ berechnen. Es ist der eine, für die Einfallröhre,

$$\varkappa_1 = \zeta\,\frac{l_1}{d_1} + \frac{d_1^2\,l_1}{d^2\,s} + \zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_3\left(\frac{d_1}{d_3}\right)^4 + \zeta_5\left(\frac{d_1}{d}\right)^4 + \zeta_7,$$

und der andere, für die Austragröhre,

$$\varkappa_2 = \zeta\,\frac{l_2}{d_2} + \frac{d_2^2\,l_2}{d^2\,s} + \zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_4\left(\frac{d_2}{d_3}\right)^4 + \zeta_6\left(\frac{d_2}{d}\right)^4 + \zeta_8,$$

hierein aber zu setzen:

$$\zeta = 0{,}021,\ \frac{l_1}{d_1} = \frac{450}{\frac{3}{4}} = 600,\ \frac{l_2}{d_2} = \frac{66}{\frac{3}{4}} = 88,$$

daher:

$$\zeta\,\frac{l_1}{d_1} = 0{,}021\,.\,600 = 12{,}6 \text{ und } \zeta\,\frac{l_2}{d_2} = 0{,}021\,.\,88 = 1{,}85,$$

ferner:

$$\frac{d_1^2 l_1}{d^2 s} = \left(\frac{9}{20}\right)^2 \cdot \frac{450}{6{,}87} = 13{,}26 \quad \text{und} \quad \frac{d_2^2 l_2}{d^2 s} = \left(\frac{9}{20}\right)^2 \cdot \frac{66}{6{,}87} = 1{,}94.$$

Nimmt man ferner an, daß sowohl in der Einfall- als auch in der Austragröhre eine Krümmung vorkommt, deren Radius $a = 4\,r$, für welche also $\frac{r}{a} = \frac{1}{4}$ ist, so hat man nach §. 442, Bd. I, den entsprechenden Widerstandscoefficienten:

$$\zeta_1 = 0{,}131 + 1{,}847 \cdot \left(\frac{1}{4}\right)^{7/2} = 0{,}15.$$

Nehmen wir ferner an, daß die Einfall- und Austragröhre mit dem Steuer-

cylinder durch ein rechtwinkeliges Knie verbunden sind, so haben wir noch für beide Röhren $\zeta_2 = 0{,}984$ zu setzen, und ist der Querschnitt des Steuercylinders doppelt so groß, als der der Einfall- und Austragröhre, so haben wir:

$$d_3^2 = 2\,d_1^2 = 2\,d_2^2,$$

und daher:

$$\zeta_3 \left(\frac{d_1}{d_3}\right)^4 = 5/_4 = 1{,}25 \text{ sowie } \zeta_4 \left(\frac{d_2}{d_3}\right)^4 = \frac{34{,}5}{4} = 8{,}62.$$

Endlich ist noch

$$\zeta_5 \left(\frac{d_1}{d}\right)^4 = 31\,.\,(9/_{20})^4 = 1{,}27 \text{ und}$$

$$\zeta_6 \left(\frac{d_2}{d}\right)^4 = 26\,.\,(9/_{20})^4 = 1{,}07,$$

und sind daher die Stellhähne in der Einfall- und in der Austragröhre völlig geöffnet, ist also ζ_7 und $\zeta_8 = 0$, so hat man:

$$\varkappa_1 = \begin{Bmatrix} 12{,}60 \\ 13{,}26 \\ 0{,}15 \\ 0{,}98 \\ 1{,}25 \\ 1{,}27 \end{Bmatrix} = 29{,}51 \text{ und } \varkappa_2 = \begin{Bmatrix} 1{,}85 \\ 1{,}94 \\ 0{,}15 \\ 0{,}98 \\ 8{,}62 \\ 1{,}07 \end{Bmatrix} = 14{,}61,$$

und hiernach das dem vortheilhaftesten Gange entsprechende Verhältniß der Aufgangszeit zur Niedergangszeit:

$$\frac{\nu_1}{\nu_2} = \sqrt[3]{\frac{\varkappa_1}{\varkappa_2}} = \sqrt[3]{\frac{29{,}51}{14{,}61}} = 1{,}264;$$

daher das Verhältniß der Niedergangszeit zur Zeit eines Spieles:

$$\nu_2 = \frac{1}{1 + 1{,}264} = \frac{1}{2{,}264} = 0{,}442,$$

sowie das der Aufgangszeit zur Zeit eines Spieles:

$$\nu_1 = 1 - \nu_2 = 0{,}558.$$

Durch Einführung dieser Werthe erhält man die Höhe der arbeitenden Kraftsäule:

$$h - \left[4\varphi \frac{b}{d}(h_1 + h_2) + 1/_2 \left(\frac{\varkappa_1}{\nu_1^2 d_1^4} + \frac{\varkappa_2}{\nu_2^2 d_2^4}\right) \cdot \frac{1}{2g}\left(\frac{8\,Q}{\pi}\right)^2\right]$$

$$= h - \left[4\varphi \frac{b}{d}(h_1 + h_2) + 1/_2 \left(\frac{\varkappa_1}{\nu_1^2} + \frac{\varkappa_2}{\nu_2^2}\right) \cdot \frac{1}{2\,g} \cdot \left(\frac{8\,Q}{\pi\, d_1^2}\right)^2\right]$$

$$= 293{,}75 - 1/_2 \left(\frac{29{,}51}{0{,}3114} + \frac{14{,}61}{0{,}1954}\right) \cdot 0{,}016 \cdot \left(\frac{8\,.\,16}{9\,\pi}\right)^2$$

$$= 293{,}75 - (94{,}7 + 74{,}8)\,.\,1/_2\,.\,0{,}016 \cdot \left(\frac{128}{9\,\pi}\right)^2$$

$$= 293{,}75 - 169{,}5\,.\,0{,}008 \cdot \left(\frac{128}{9\,\pi}\right)^2 = 293{,}75 - 27{,}86 = 265{,}89 \text{ Fuß}.$$

Hiernach folgt der Wirkungsgrad dieser Maschine, ohne Rücksicht auf die Arbeit, welche die Steuerung beansprucht,

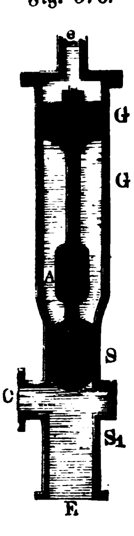
$$\eta = \frac{265{,}89}{350} = 0{,}759$$

und die Nutzleistung derselben:

$L = Q\left[h - \left(4\varphi \frac{e}{d}(h_1 + h_1) + \text{u. s. w.}\right)\right]\gamma = 265{,}89 . 1 . 61{,}75$
$= 16419$ Fußpfund $= 34{,}21$ Pferdekräfte.

Berechnung der Steuerung. Ein sehr wichtiger Gegenstand ist §. 325
noch die Anordnung und Berechnung der Steuerung einer Wassersäulenmaschine. Da bei den neueren und besseren Maschinen vorzüglich nur die Kolbensteuerung vorkommt, so wollen wir im Folgenden auch nur auf diese Rücksicht nehmen. Betrachten wir zunächst das Zweikolbensteuersystem, wie es bei einigen hiesigen Maschinen vorkommt, und in Fig. 576 abgebildet ist; nehmen wir hierbei an, daß der Steuerkolben S von unten mit der mittleren Druckhöhe h_1, von oben aber mit der mittleren Druckhöhe h_2 vom Wasser gedrückt werde, und bezeichnen wir die Höhe des Gegenkolbens G über dem Steuerkolben S durch k, daher auch die Höhe des Wasserdruckes unter G, $= h_2 - k$ und die über G, je nachdem das Druckwasser zugelassen oder abgesperrt wird, $= h_1 - k$ oder $h_2 - k$. Nehmen wir noch den Durchmesser des Steuerkolbens S, $= d_1$ und den des Gegenkolbens, $= d_2$ an, und setzen wir voraus, daß die Liderung beider Kolben ziemlich von einer und derselben Höhe sei.

Fig. 576.



Steht nun die Steuerkolbenverbindung oben, wie auch Fig. 576 anzeigt, so soll das Zulassen des Kraftwassers über G ein Niedergehen der Kolbenverbindung bewirken, es muß also die Differenz der Wasserdrücke auf S und G in Vereinigung mit dem Gewichte R der Kolbenverbindung die Reibungen der beiden Kolben S und G übertreffen. Der Druck über G ist $= \frac{\pi d_2^2}{4}(h_1 - k)\gamma$, und der Gegendruck unter G, $= \frac{\pi d_2^2}{4}(h_2 - k)\gamma$, ferner der Druck über S, $= \frac{\pi d_1^2}{4} h_2 \gamma$, und der Gegendruck unter S, $= \frac{\pi d_1^2}{4} h_1 \gamma$, daher folgt dann zunächst die niedertreibende Kraft:

$$P = \frac{\pi d^2}{4}(h_1 - k - h_2 + k)\gamma + \frac{\pi d_1^2}{4}(h_2 - h_1)\gamma + R$$

$$= \frac{\pi}{4}(d_2^2 - d_1^2)(h_1 - h_2)\gamma + R,$$

oder, das Gefälle $h_1 - h_2$ durch h bezeichnet,

$$P = \frac{\pi}{4}(d_2^2 - d_1^2)\, h\gamma + R.$$

Die Kolbenreibung hat man, wenn sie auch keine hydrostatische ist, der Liderungsbreite, dem Kolbenumfange und der Differenz der Druckhöhen zu beiden Seiten des Kolbens proportional zu setzen, also durch die Formel

$$F = \varphi \pi d e h \gamma$$

auszudrücken, und folglich im vorliegenden Falle

$$P = \varphi \pi e_1 (d_1 (h_1 - h_2) + d_2 [h_1 - k - (h_2 - k)]) \gamma = \varphi \pi (d_1 + d_2) e_1 h \gamma$$

anzunehmen. Deshalb gilt dann folgende Formel:

$$\frac{\pi}{4} (d_2^2 - d_1^2) h \gamma + R = \varphi \pi (d_1 + d_2) e_1 h \gamma,$$

oder vereinfacht:

$$1)\ d_2^2 - d_1^2 + \frac{4 R}{\pi h \gamma} = 4 \varphi e_1 (d_1 + d_2).$$

Soll hingegen die Kolbenverbindung nach Absperren des Druckwassers über G von ihrem tiefsten Stande aus emporsteigen, so muß der Ueberschuß der Differenz der Kolbendrücke auf S allein das Gewicht der Kolbenverbindungen und die Reibungen derselben übertreffen, weil sich hier die Drücke zu beiden Seiten von G aufheben, es muß also sein:

$$\frac{\pi}{4} d_1^2 (h_1 - h_2) \gamma = R + \varphi \pi (d_1 + d_2) e_1 h \gamma,$$

oder einfacher:

$$2)\ d_1^2 - \frac{4 R}{\pi h \gamma} = 4 \varphi e_1 (d_1 + d_2).$$

Diese Formeln können nun dazu dienen, die beiden Kolbendurchmesser d_1 und d_2 zu berechnen. Ohne Rücksicht auf das Gewicht R, welches bei großen Druckhöhen auch stets nur einen sehr unbedeutenden Einfluß hat, ist

$$d_2^2 - d_1^2 = 4 \varphi e_1 (d_1 + d_2) \text{ und}$$
$$d_1^2 = 4 \varphi e_1 (d_1 + d_2),$$

daher:

$$d_2^2 - d_1^2 = d_1^2 \text{ oder } d_2^2 = 2 d_1^2,$$

und sonach der Durchmesser des Gegenkolbens:

$$d_2 = d_1 \sqrt{2} = 1{,}414\, d_1,$$

also ungefähr $^7/_5$mal Durchmesser des Steuerkolbens.

Der letztere wird aus der ersten Gleichung

$$d_2^2 - d_1^2 = 4 \varphi e_1 (d_1 + d_2) \text{ oder } d_2 - d_1 = 4 \varphi e_1$$

bestimmt, wenn man hierin

$$d_2 = d_1 \sqrt{2}$$

einsetzt.

Man erhält auf diese Weise:

$$d_1 = \frac{4\,\varphi e_1}{\sqrt{2}-1} = (\sqrt{2}+1) \,.\, 4\,\varphi e_1 = 2{,}414 \,.\, 4\,\varphi e_1$$

und

$$d_2 = 3{,}414 \,.\, 4\,\varphi e_1.$$

Mit Berücksichtigung der Kolbengewichte ist aber annähernd, jedoch genügend genau,

$$d_2 = \sqrt{2\,d_1^2 - \frac{8\,R}{\pi h \gamma}} = d_1 \sqrt{2} - \frac{4\,R}{\pi h \gamma d_1 \sqrt{2}}$$

$$= d_1 \sqrt{2} - \frac{(\sqrt{2}-1)\,R}{\varphi \pi e_1 h \gamma \sqrt{2}},$$

daher folgt aus der ersten Gleichung:

$$d_2 - d_1 = 4\,\varphi e_1 - \frac{4\,R}{\pi h \gamma (d_1 + d_2)},$$

d. i.:

$$(\sqrt{2}-1)\,d_1 = 4\,\varphi e_1 + \frac{(\sqrt{2}-1)}{\varphi \pi e_1 h \gamma \sqrt{2}}\,R - \frac{(\sqrt{2}-1)\,R}{\varphi \pi e_1 h \gamma (\sqrt{2}+1)},$$

folglich:

$$d_1 = (\sqrt{2}+1)\,4\,\varphi e_1 + \frac{(2-\sqrt{2})\,R}{2\,\varphi \pi e_1 h \gamma}$$

und

$$d_2 = (\sqrt{2}+2)\,4\,\varphi e_1 + \frac{(3\sqrt{2}-4)\,R}{2\,\varphi \pi e_1 h \gamma}.$$

Der Sicherheit wegen macht man beide Durchmesser noch etwas größer, und tödtet die überflüssige Kraft beim zu schnellen Steuerkolbenspiele durch die schon aus dem Früheren bekannten Regulirungshähne. Den Beobachtungen an bestehenden besseren Maschinen zufolge, kann man übrigens $4\,\varphi e_1$ nur 0,1, also $\varphi e_1 = {}^1/_{40}$ Fuß annehmen. Um beim Durchgange des Kraftwassers durch den Steuercylinder möglichst kleine hydraulische Hindernisse zu erhalten, giebt man diesem Cylinder an dieser Stelle gern denselben Querschnitt wie den Communications- und Einfallröhren, und wenn nun die Formeln auf einen Durchmesser d_1 führen, welcher kleiner ist als der Durchmesser der Einfallröhren, so kann man gleich im Voraus darauf rechnen, daß eine überflüssige Kraft entsteht, welche durch die Stellhähne vermindert werden muß.

Beispiel. Es sei für die Steuerung einer Wassersäulenmaschine von 400 Fuß Gefälle das Zweikolbensystem anzuordnen, dessen Gewicht man im Voraus auf 150 Pfund schätzt. Ohne Rücksicht auf dieses Kolbengewicht hat man die Durchmesser

$$d_1 = 2{,}414 \,.\, 4\,\varphi e_1 = 2{,}414 \,.\, 0{,}1 = 0{,}2414 \text{ Fuß} = 2{,}897 \text{ Zoll}$$

und

$d_2 = 3{,}414 \,.\, 0{,}1 = 0{,}3414$ Fuß $= 4{,}097$ Zoll;

mit Berücksichtigung dieses Gewichtes aber

$$d_1 = 0{,}2414 + \frac{0{,}586 \,.\, 150}{0{,}05 \,.\, 400 \,.\, 61{,}74\,\pi} = 0{,}2414 + \frac{0{,}586}{8{,}23 \,.\, \pi} = 0{,}414 + 0{,}0227$$

$= 0{,}2641$ Fuß $= 3{,}169$ Zoll und

$$d_2 = 0{,}3414 + \frac{0{,}243 \,.\, 150}{0{,}05 \,.\, 400 \,.\, 61{,}74\,\pi} = 0{,}3414 + 0{,}0094 = 0{,}3508 \text{ Fuß} = 4{,}209 \text{ Zoll.}$$

Hinreichend sicher geht man, wenn man nun die Durchmesser $d_1 = 3\frac{1}{2}$ Zoll und $d_2 = 5$ Zoll in Anwendung bringt. Bei diesem kleinen Gegenkolben ist allerdings nur ein kleines Steuerwasserquantum nöthig, dafür findet aber auch das Wasser bei seinem Durchgange durch den Steuercylinder ein größeres hydraulisches Hinderniß vor. Nimmt man deshalb $d_1 = 6$ Zoll, so muß man allerdings mindestens $d_2 = d_1\sqrt{2} = 1{,}414 \,.\, 6 = 8{,}484$ Zoll, also etwa $8\frac{3}{4}$ bis 9 Zoll machen, und die überflüssigen Kräfte beim Auf- und Niedergange, durch die Stellhähne vernichten.

§. 326 Bei dem Dreikolbensysteme ist der Gang der Berechnung im Ganzen nicht von dem Vorigen verschieden, nur hat man hier den Vortheil, daß man den einen Kolbendurchmesser beliebig, z. B. den eigentlichen Steuerkolbendurchmesser so groß annehmen kann, als die Einfallröhre weit ist. Die Steuerung bei der in Fig. 569 abgebildeten zweicylinderigen Wassersäulenmaschine wird hiernach auf folgende Weise zu berechnen sein. Bezeichnen wir den Durchmesser des unteren oder ersten Steuerkolbens durch d_1, den des zweiten durch d_2 und den des oben aufsitzenden Gegenkolbens durch d_3, so können wir wegen des nöthigen Niederganges setzen:

$$1)\; d_1^2 - d_2^2 + d_3^2 + \frac{4\,R}{\pi\, h\, \gamma} = 4\,\varphi\, e_1\,(d_1 + d_2 + d_3),$$

und wegen des Aufganges:

$$2)\; d_2^2 - d_1^2 - \frac{4\,R}{\pi\, h\, \gamma} = 4\,\varphi\, e_1\,(d_1 + d_2 + d_3).$$

Aus d_1 lassen sich nun mit Hülfe dieser Formeln d_2 und d_3 berechnen. Der Sicherheit und der hydraulischen Hindernisse wegen nimmt man aber d_2 noch etwas größer an, als sich aus diesen Formeln berechnen läßt. Führt man diesen Werth in die Formel

$$2\,(d_1^2 - d_2^2) + d_3^2 + \frac{8\,R}{\pi\, h\, \gamma} = 0$$

ein, so erhält man den Werth des Durchmessers vom dritten Kolben:

$$d_3 = \sqrt{2\,(d_2^2 - d_1^2) - \frac{8\,R}{\pi\, h\, \gamma}},$$

den man aus den eben angeführten Gründen ebenfalls sehr reichlich nimmt.

Für die Steuerung der in Fig. 572 abgebildeten Wassersäulenmaschine lassen sich folgende Formeln entwickeln. Es bezeichnet h_1 die mittlere Höhe der Kraft- und h_2 die der Lastwassersäule, ferner d_1 den Durchmesser des Steuerkolbens, d_2 den des Gegenkolbens und d_3 den Durchmesser seines gleichsam einen dritten Kolben bildenden Aufsatzes. Es ist dann die Kraft beim Niedergange:

$$\frac{\pi}{4}\,[d_1^2\,(h_1 - h_2) + (d_2^2 - d_3^2)\,h_1 - d_2^2 h_1]\,\gamma + R,$$

und die des Aufganges:

$$\frac{\pi}{4}\,[d_2^2 h_1 - (d_2^2 - d_3^2)\,h_2 - d_1^2\,(h_1 - h_2)]\,\gamma - R;$$

daher:

$$1)\ d_1^2 - \frac{h_1}{h}\,d_3^2 + \frac{4\,R}{\pi h \gamma} = 4\,\varphi\,e_1\,(d_1 + d_2 + d_3) \text{ und}$$

$$2)\ d_2^2 - d_1^2 + \frac{h_2}{h}\,d_3^2 - \frac{4\,R}{\pi h \gamma} = 4\,\varphi\,e_1\,(d_1 + d_2 + d_3).$$

Hat man d_1 gegeben, so kann man hiernach d_2 und d_3 berechnen, muß aber aus bekannten Gründen für d_2 einen etwas größeren, sowie für d_3 einen etwas kleineren Werth in Anwendung bringen. Uebrigens rechnet man leichter mit den Formeln

$$1)\ d_2^2 - d_3^2 = 8\,\varphi\,e_1\,(d_1 + d_2 + d_3) \text{ und}$$

$$2)\ d_2^2 + \left(\frac{h_1 + h_2}{h}\right)d_3^2 = 2\,d_1^2 + \frac{8\,R}{\pi h \gamma}.$$

Für die in Fig. 577 (a.f.S) abgebildete und bereits oben im Allgemeinen kennen gelernte Steuerung einer Clausthaler Wassersäulenmaschine hat man endlich, wenn d_1 den Durchmesser des Steuerkolbens, d_2 den Durchmesser des oberen oder Gegenkolbens und d_3 den des unteren oder Wendekolbens bezeichnet, die Kraft beim Niedergange:

$$\frac{\pi}{4}\,[d_1^2\,(h_1 - h_2) - d_2^2 h_1)]\,\gamma + R,$$

und hingegen beim Aufgange:

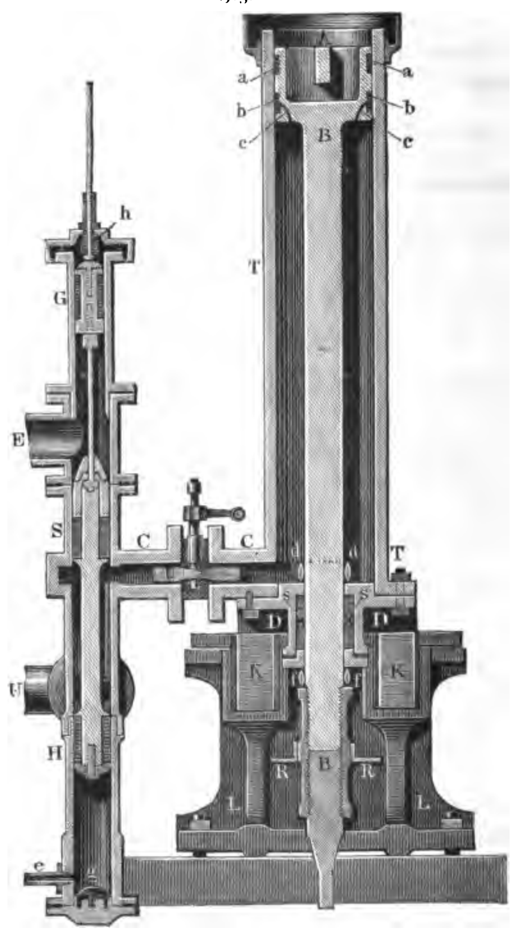
$$\frac{\pi}{4}\,[d_3^2\,(h_1 - h_2) - d_1^2\,(h_1 - h_2) + d_2^2 h_1]\,\gamma - R;$$

daher:

$$1)\ d_1^2 - \frac{h_1}{h}\,d_2^2 + \frac{4\,R}{\pi h \gamma} = 4\,\varphi\,e_1\,(d_1 + d_2 + d_3) \text{ und}$$

$$2)\ d_3^2 - d_1^2 + \frac{h_1}{h} d_2^2 - \frac{4R}{\pi h \gamma} = 4 \varphi e_1 (d_1 + d_2 + d_3).$$

Fig. 577.



Beispiel. Wenn bei der letzten Maschine die Druckhöhen $h_1 = 688$ Fuß und $h_2 = 75$ Fuß betragen, ferner das Gewicht R der Kolbenverbindung 170 Pfund und der Steuerkolbendurchmesser $d_1 = \frac{1}{2}$ Fuß angenommen wird, so ergeben sich die Durchmesser der übrigen Kolben auf folgende Weise.

Es ist $d_3^2 = 8 \varphi e_1 (d_1 + d_2 + d_3)$ und auch $= 2 d_1^2 - \frac{2 h_1}{h} d_2^2 + \frac{8R}{\pi h \gamma}$, oder in Zahlen:

$$d_3^2 = 0{,}2\ (0{,}5 + d_2 + d_3) \text{ und } = 0{,}5 - 2{,}248\ d_2^2 + 0{,}0114.$$

Nimmt man nun $d_2 = 0{,}3$ Fuß an, so erhält man ein Mal:

$d_3^2 = 0{,}5114 - 0{,}2023 = 0{,}3091$, also $d_3 = 0{,}556$,

und hiernach das zweite Mal:

$d_3^2 = 0{,}2 \,.\, 1{,}356 = 0{,}2712$, d. i. $d_3 = 0{,}5207$,

nimmt man aber $d_2 = 0{,}33$ an, so erhält man:

$d_3^2 = 0{,}5114 - 0{,}2448 = 0{,}2666$, daher $d_3 = 0{,}516$, und auch

$d_3^2 = 0{,}2 \,.\, 1{,}346 = 0{,}2692$, folglich $d_3 = 0{,}519$.

Hiernach wäre $d_2 = 0{,}33 \,.\, 12 = 3{,}96$, also circa 4 Zoll, und $d_3 = 0{,}52 \,.\, 12 = 6{,}24$, also circa $6\frac{1}{4}$ Zoll zu nehmen. In Wirklichkeit ist $d_2 = 4$ Zoll 1,6 Linien und $d_3 = 5$ Zoll $9\frac{2}{3}$ Linien, woraus geschlossen werden kann, daß hier 4φ noch etwas kleiner als 0,1 ausfällt.

Anmerkung. Um genauer zu rechnen, müßte man noch den Querschnitt der Steuerkolbenstange in Betracht ziehen.

Steuerwasserquantum. Das Steuerwasserquantum oder das Wasser, welches zur Bewegung der Steuerkolbenverbindung verwendet wird, giebt zu einem besonderen Arbeitsverluste oder zur Herabziehung des Wirkungsgrades Veranlassung, weil es dem eigentlichen Betriebswasser entzogen wird. Man soll es daher auch so viel wie möglich herabziehen und deshalb nicht nur den Gegenkolbendurchmesser d_3, sondern auch den Weg des Steuerkolbens möglichst klein machen. Dieser Weg hängt aber von der Höhe des Steuerkolbens und von der Höhe der Communicationsröhre, und erstere wieder von der letzteren ab; aus diesem Grunde hat man also die Communicationsröhre, welche den Steuercylinder mit dem Treibcylinder verbindet, möglichst niedrig zu machen, und das Fehlende lieber an Breite zuzusetzen. Deshalb ist denn auch diese Röhre gewöhnlich rectangulär im Querschnitte und hat mit dem Treibcylinder einerlei Weite d. Soll der Querschnitt dieser Röhre dem der Einfallröhre gleich sein, so hat man: §. 327

$$a d = \frac{\pi d_1^2}{4},$$

folglich die Höhe der Communicationsröhre

$$a = \frac{\pi d_1^2}{4 d}$$

zu nehmen. Damit der Steuerkolben beim halben Hube richtig abschließe, macht man ihn dreimal so hoch als die Röhre, nimmt also dessen Höhe $a_1 = 3a$, deshalb ist der Steuerkolbenweg selbst:

$$s_1 = a_1 + a = 3a + a = 4a,$$

und das pr. Spiel verbrauchte Steuerwasserquantum:

$$= \frac{\pi d_3^2}{4} s_1 = \pi a d_3^2.$$

Macht nun die Maschine pr. Minute n Spiele, so ist das pr. Secunde verbrauchte Steuerwasserquantum:

$$Q_1 = \frac{n s_1}{60} \cdot \frac{\pi d_3^2}{4} = \frac{n a}{60} \pi d_3^2,$$

und daher der entsprechende Verlust an Leistung pr. Secunde:

$$L_1 = \frac{n s_1}{60} \cdot \frac{\pi d_3^2}{4} \cdot h \gamma = \frac{s_1}{s} \left(\frac{d_3}{d}\right)^2 L.$$

Es wird also dieser Verlust um so kleiner, je größer der Treibkolbenhub s ist, je weniger Spiele also die Maschine macht.

Was endlich noch die äußere sowie die Hülfssteuerung anlangt, so ist die Kraft, welche die Bewegung derselben beansprucht, so klein, daß wir dieselbe recht gut außer Acht lassen oder uns wenigstens mit deren Abschätzung begnügen können. Ueber die hierbei vorkommende Umsetzung der Bewegung wird aber später an einem anderen Orte, wenn von den Zwischenmaschinen die Rede ist, ausführlich gehandelt.

Beispiel. Wenn bei der im Beispiele zu §. 324 berechneten Wassersäulenmaschine ein Steuerkolben von 9 Zoll Durchmesser und daher ein Gegenkolben von $9\sqrt{2} = 13$ Zoll angewendet wird, wenn ferner die Communicationsröhre die Höhe

$$a = \frac{\pi d_1^2}{4 d} = \frac{9^2 \pi}{4 . 20} = \frac{81 \pi}{80} = 3{,}18 \text{ Zoll},$$

und deshalb der Steuerkolben die Höhe

$$a_1 = 3 a = 9{,}54 \text{ Zoll}$$

erhält, und sein Spiel den Hub

$$s_1 = a_1 + a = 12{,}72 \text{ Zoll} = 1{,}06 \text{ Fuß}$$

beträgt, so hat man das Steuerwasserquantum pr. Spiel:

$$V_1 = \frac{\pi}{4} (^{13}/_{12})^2 . 1{,}06 = 0{,}977 \text{ Cubikfuß},$$

und daher den entsprechenden Arbeitsverlust pr. Secunde:

$$L_1 = \frac{n}{60} \cdot 0{,}977 . h \gamma = {}^4/_{60} . 0{,}977 . 350 . 61{,}75$$
$$= 1408 \text{ Fußpfund oder circa 3 Pferdekräfte.}$$

Sicherlich würde man ökonomischer zu Werke gehen, wenn man einen schwächeren Steuerkolben und eine niedrigere Communicationsröhre anwendete, denn wenn man auch dadurch die hydraulischen Hindernisse etwas vermehrte, so würde man doch dadurch an Leistung nicht so verlieren, als durch Ersparniß an Steuerwasser gewinnen.

§. 328 **Erfahrungsresultate.** Ueber die Leistungen der Wassersäulenmaschinen sind erschöpfende Versuche nicht angestellt worden. In der Regel werden diese Maschinen nur in Bergwerken zum Heben des Wassers durch Pumpen verwendet, und es erstrecken sich die gemachten Versuche höchstens nur auf die Ermittelung der Leistung von der ganzen aus der Wassersäulenmaschine und aus Pumpen bestehenden Maschine. Da nun aber über die Pumpen selbst hinreichend sichere Beobachtungen ebenfalls nicht bekannt sind,

so läßt sich allerdings mit aller Sicherheit der Wirkungsgrad der Wassersäulenmaschine nicht berechnen. Dagegen ist es sehr leicht, eine angenäherte Bestimmung dieses Wirkungsgrades zu finden, wenn man die Voraussetzung macht, daß die Wirkungsgrade der Wassersäulenmaschinen und Pumpen in einem bestimmten Verhältnisse zu einander stehen; diese Voraussetzung läßt sich aber recht gut machen, da beide Maschinen in ihrer Construction und Bewegungsweise einander sehr ähnlich sind. Gewiß rechnet man nicht zum Vortheil für die Wassersäulenmaschine und entfernt sich überhaupt nicht sehr von der Wahrheit, wenn man den Arbeitsverlust der ganzen Maschine zur Hälfte der Wassersäulen- und zur Hälfte der Pumpenmaschine beimißt. Die Rechnung hierbei ist sehr einfach. Die disponible Leistung ist:

$$L = \frac{n}{60} (Fs + F_1 s_1)\, h \gamma,$$

wofern F_1 den Querschnitt und s_1 den Hub des Wendekolbens bezeichnet, die gewonnene Leistung aber ist $\frac{n\,s}{60} F_2 h_2 \gamma$, wenn F_2 den Querschnitt der Pumpenkolben und h_2 die Höhe bezeichnet, auf welche das Wasser durch die Pumpen gefördert wird. Der Arbeitsverlust ist daher:

$$L_1 = \frac{n}{60} (Fs + F_1 s_1)\, h\gamma - \frac{ns}{60} F_2 h_2 \gamma$$

$$= \frac{n}{60} [(Fs + F_1 s_1)\, h - F_2 s h_2]\, \gamma,$$

und demnach der Wirkungsgrad der Wassersäulenmaschine:

$$\eta = 1 - {}^1\!/_2\, \frac{(Fs + F_1 s_1) h - F_2 s h_2}{(Fs + F_1 s_1) h} = {}^1\!/_2 + \frac{F_2 s h_2}{2 (Fs + F_1 s_1)\, h}$$

$$= {}^1\!/_2\, (1 + \eta_1),$$

wenn η_1 den Wirkungsgrad der ganzen Maschine bezeichnet. Hierbei wird freilich vorausgesetzt, daß Wasserverluste nicht vorkommen; bei gutem Zustande der Maschinen sind diese aber so klein, daß man sie außer Acht lassen kann. Unter Anderem findet Herr Jordan, der Erbauer der Clausthaler Maschine den mittleren Wasserverlust bei der Wassersäulenmaschine $= {}^1\!/_4$ und den der Pumpen $= 2\,{}^1\!/_4$ Procent. Die Ausführung der Versuche ist nun dadurch zu bewirken, daß man die Regulirungsapparate in der Einfall- und Austragröhre vollständig öffnet, und die Steighöhe der Pumpen so weit erhöht, bis die Maschine regelmäßig die verlangte Anzahl von Spielen vollbringt.

Durch Versuche der Art fand Jordan an der einen der zwei Schwestermaschinen in Clausthal: bei 4 Spielen pr. Minute, $\eta_1 = 0{,}6568$ und bei 3 Spielen, $\eta_1 = 0{,}7055$, und es ist daher im ersten Falle

$$\eta = \frac{1,6568}{2} = 0,8284,$$

und im zweiten

$$\eta = \frac{1,7055}{2} = 0,8527,$$

folglich im Mittel

$$\eta = \frac{1,6811}{2} = 0,84$$

anzunehmen.

Wenn es nicht thunlich ist, die höchste Wirkung einer Wassersäulenmaschine durch Vergrößerung der Steighöhe des Pumpenwerks zu erlangen, so kann man auch den zur Ermittelung des Wirkungsgrades nöthigen regelmäßigen Gang durch Verminderung der Kraftwassersäule sich verschaffen; jedoch ist dieses Verfahren nur dann zulässig, wenn die Kraftreserve der Maschine nicht bedeutend, und also auch die abzutragende Wassersäule nicht sehr hoch ist. Hierorts hat man die Verminderung der Wassersäule bloß durch wirkliches Einfallen des Aufschlagwassers in die Einfallröhre bewirkt, und den eigentlichen Wasserstand in dieser durch eine an einen Faden aufgehängte Schwimmkugel gemessen. Auf diese Weise hat sich bei der Wassersäulenmaschine auf Alte Mordgrube, wenn dieselbe pr. Minute drei Spiele machte,

$$\eta_1 = 0,684,$$

folglich der Wirkungsgrad der bloßen Wassersäulenmaschine

$$\eta = \frac{1,684}{2} = 0,84$$

herausgestellt.

Die meisten Angaben über die Wirkung anderer Wassersäulenmaschinen sind zu unsicher, um ihnen einen Werth beilegen zu können, weil sie sich auf Beobachtungen bei nicht völlig geöffneter Tagepipe stützen und die Stellung dieser nicht hinreichend genau beobachtet worden ist. Nimmt man den einer gewissen Stellung dieser Pipe entsprechenden Widerstandscoefficienten ζ aus der Tabelle in Bd. I, §. 443, so läßt sich daraus das hierbei durch diesen Apparat vernichtete Gefälle y berechnen, indem man setzt:

$$y = \zeta \cdot \frac{v_1^2}{2g} = \zeta \cdot \left(\frac{d}{d_1}\right)^4 \cdot \frac{v^2}{2g},$$

und man kann daher auch den Wirkungsgrad durch die Formel

$$\eta = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{F_2 s h_2}{F s\left[h - \zeta\left(\frac{d}{d_1}\right)^4 \frac{v^2}{2g}\right] + F_1 s_1 h}\right]$$

berechnen.

Beispiel. Eine Wassersäulenmaschine consumirt pr. Spiel 10 Cubikfuß Kraft- und 0,4 Cubikfuß Steuerwasser, das Gefälle derselben ist 300 Fuß, ferner die

mittlere Geschwindigkeit des Wassers in der Einfallröhre 6 Fuß und die Stellung der in einem kreisförmigen Drosselventile bestehenden Tagepiepe, 60°. Wenn nun durch dieselbe pr. Spiel ein Wasserquantum von 3,5 Cubikfuß 420 Fuß hoch gehoben wird, wie groß ist der Wirkungsgrad dieser Maschine zu setzen? Nach Bd. I, §. 443 ist für 60° Stellung der Klappe, $\zeta = 118$, daher:

$$\zeta \cdot \frac{v_1^2}{2g} = 118 \,.\, 0{,}016 \,.\, 6^2 = 68 \text{ Fuß},$$

folglich läßt sich setzen:

$$\eta = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{3{,}5 \,.\, 420}{10\,(300 - 68) + 0{,}4 \,.\, 300}\right) = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{3{,}5 \,.\, 42}{232 + 12}\right)$$
$$= \frac{1}{2} \,.\, 1{,}6025 = 0{,}81.$$

Wassersäulenmaschinen mit Rädern verglichen. Vergleichen §. 329 wir die Wassersäulenmaschinen mit den Wasserrädern, so finden wir allerdings manche Vorzüge dieser Maschinen gegen die Räder, wiewohl auf der anderen Seite auch die Wasserräder ihre besonderen Vorzüge besitzen. Die Wasserräder haben jedenfalls den Vorzug der Einfachheit und Wohlfeilheit vor den Wassersäulenmaschinen, und aus diesem Grunde wird man da, wo sich Wasserräder mit Vortheil anwenden lassen, also bei Gefällen von noch nicht 60 Fuß, die Anwendung eines oberschlägigen Wasserrades, und sogar bei Gefällen von 100 Fuß zuweilen sogar die Anwendung zweier oberschlägigen Wasserräder den Vorzug geben vor einer Wassersäulenmaschine. Beträgt aber das Gefälle mehr als zwei größte Radhöhen, so ist wohl in den meisten Fällen eine Wassersäulenmaschine vortheilhafter als ein ganzes Rädersystem, dessen Anschaffungs- und Unterhaltungskosten vielleicht die einer Wassersäulenmaschine noch übertreffen. Bei hohen Gefällen kann man aber auch horizontale Wasserräder anwenden; es bleibt daher hier nur zu erörtern übrig, wie sich die Wassersäulenmaschinen gegen diese Räder verhalten. In Hinsicht auf Einfachheit und Wohlfeilheit ist allerdings auch diesen Rädern ein, und zwar beachtungswerther Vorzug zu geben, weil dieselben bei hohen Gefällen sehr klein und daher verhältnißmäßig sehr wohlfeil ausfallen. Ganz anders ist es freilich in Hinsicht auf die Leistung oder den Wirkungsgrad. Bei hohen Gefällen läßt sich von den Turbinen oder Reactionsrädern höchstens ein Wirkungsgrad von 0,70 erlangen, bei Wassersäulenmaschinen hingegen ein Wirkungsgrad von 0,80. In Hinsicht auf die Leistung sind also die Wassersäulenmaschinen den horizontalen Wasserrädern vorzuziehen, den oberschlägigen Wasserrädern aber mindestens an die Seite zu stellen. Hiernach wird also bei hohen Gefällen da, wo es nöthig ist, die Kraft sehr zu sparen, den Wassersäulenmaschinen der Vorzug zu geben, und da, wo ein Mangel an Wasserkraft nicht vorhanden ist und wo es auf Kostenersparung ankommt, werden die Turbinen vorzuziehen sein.

Hierzu kommt aber noch, daß Wassersäulenmaschinen nur eine auf- und niedergehende, Turbinen hingegen eine stetig rotirende Bewegung geben, aus

welcher sich jede andere Bewegung leicht ableiten läßt, was bei der ersten Bewegungsweise nicht so leicht möglich ist. Aus diesem Grunde findet man die Wassersäulenmaschinen nur selten, und zwar vorzüglich nur beim Bergbau zum Wasserheben angewendet.

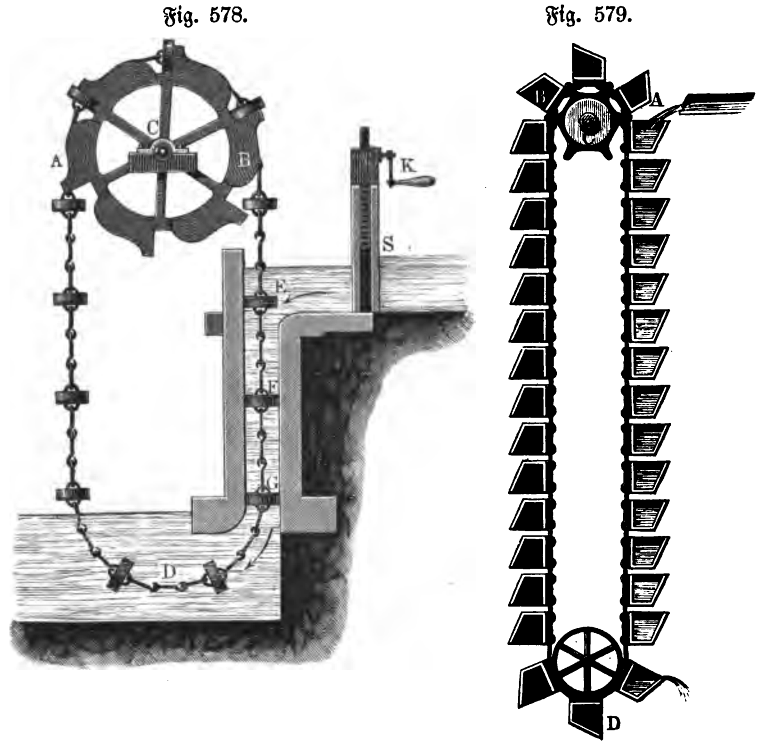
Den Nachtheil, daß man die überflüssige oder Reservekraft durch Stellung der Tagepipe oder eines anderen Regulirungsapparates tödten muß, haben die Wassersäulenmaschinen mit den Turbinen gemeinschaftlich.

Anmerkung. Wie sich Wassersäulenmaschinen durch Kuppelung, Vorgelege u. s. w. zur Erzeugung einer rotirenden Bewegung verwenden lassen, kann erst später bei den Arbeitsmaschinen auseinandergesetzt werden.

§. 330 **Kettenräder.** Noch hat man andere Maschinen, welche zwar durch die Kraft des Wassers in Bewegung gesetzt werden, aber weder den Rädern, noch den Wassersäulenmaschinen beizuzählen sind, sondern sich mehr zwischen diese stellen lassen. Unter diesen Maschinen wollen wir aber folgenden einige Aufmerksamkeit schenken.

Das Kolbenrad (franz. roue à piston; engl. chain of buckets) ist

Fig. 578. Fig. 579.



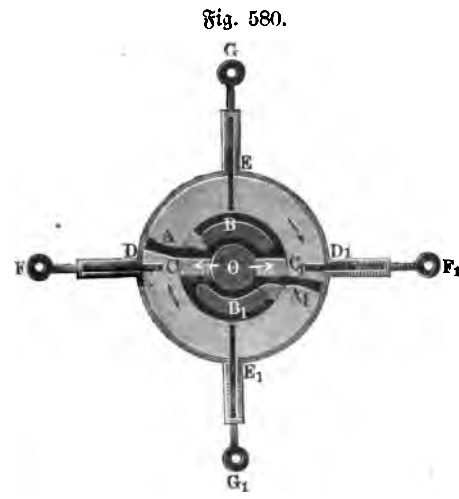
in neuester Zeit wieder von Lamolières als Kraftmaschine angewendet worden (s. Technologiste, Sept. 1845, oder Polytechnisches Centralblatt, Bd. VII, 1846). Die Hauptttheile dieser Maschine sind ein Rad ACB, Fig. 578, eine um dasselbe liegende Kette ADB mit Kolben E, F, G u. s. w., und eine Röhre EG, durch welche die Kette so hindurchgeht, daß ihre Kolben den Querschnitt der Röhre ziemlich genau ausfüllen. Das bei E oben zufließende Wasser sinkt in der Röhre EG nieder und drückt hierbei auf die Kolben F, G, so daß diese ebenfalls mit niedergehen und dadurch die ganze Kette mit dem Rade AB, an das nun eine Last angeschlossen werden kann, in Bewegung setzen. Lamolières' Kolbenrad besteht aus zwei Ketten und aus 10 bis 15 mit Leder abgeliderten Schaufeln. Dieselben sind elliptisch geformt und achtmal so lang als breit. Das Rad besteht aus zwei Scheiben mit sechs Einschnitten zur Aufnahme der Schaufeln. Bei einem Gefälle von 2 Meter, einer Schaufelfläche von 0,0246 Quadratmeter, einem Aufschlag Q von 31 Liter und einer Umdrehungszahl u von 36 bis 39 soll sich ein Wirkungsgrad von 0,71 bis 0,72 herausgestellt haben.

Ein ähnlicher Apparat ist die Eimerkette (franz. noria, chapelet, engl. chain of buckets). Hier sind Gefäße oder Eimer mit der Kette ABD, Fig. 579 verbunden, und dafür fehlt die Röhre ganz. Das bei A oben zufließende Wasser füllt die Eimer, nöthigt diese dadurch zum Niedersinken und bringt so die Kette mit dem Rade ACB in Bewegung. Das Wasser fließt natürlich unten aus den Eimern und diese steigen auf der anderen Seite leer empor. Diese Maschinen sollten einen großen Wirkungsgrad geben, weil sie beinahe das ganze Gefälle nutzbar machen, allein sie gehören doch zu den unvollkommensten Maschinen, weil sie zu viel bewegliche Theile haben, die sich bald abführen und zu besonderen Verlusten und immerwährenden Reparaturen Veranlassung geben.

Anmerkung 1. Endlich lassen sich auch die sogenannten Rotationspumpen, Rotationsdampfmaschinen u. s. w. zur Aufnahme der Wasserkraft benutzen. In Fig. 580 (a. f. S.) ist der Durchschnitt von einer der vorzüglichsten Maschinen dieser Art abgebildet. Der Verfasser hat diese Maschine Wassersäulenrad genannt und eine Beschreibung und Theorie desselben im Polytechn. Centralblatt, Jahrgang 1840, Nro. 9 niedergelegt. Es ist BOB_1 eine starke und genau abgedrehte Welle, und es sind A und A_1 zwei mit ihr fest verbundene Flügel, welche hier als Kolben dienen. Diese Kolben sind von einem feststehenden Gehäuse DED_1E_1 genau umschlossen, und es ist dasselbe mit vier Schiebern DF, D_1F_1, EG und E_1G_1, welche durch die Maschine selbst heraus- und hereingezogen werden und dadurch das Steuern der Maschine hervorbringen, versehen. Die Welle ist der Länge nach dreifach durchbohrt, und jede Bohrung hat auch noch eine Seitenbohrung innerhalb des Gehäuses. Das Kraftwasser fließt durch die innere Bohrung O zu, tritt durch die Seitenbohrungen C und C_1 in den, übrigens abgeschlossenen, hohlen Raum zwischen Welle und Gehäuse, drückt dabei gegen den

Kolben A und A_1 und setzt dadurch die Welle in Umdrehung. Damit diese Umdrehung durch die Schieber nicht gestört werde, müssen sich dieselben stets zurückziehen, ehe die Kolben bei denselben ankommen, damit aber auch auf der entgegengesetzten Seite der Kolben kein Kraftwasser drücke, müssen die Schieber nach dem Durchgange der Kolben wieder zurückgehen und dadurch die Räume ABE und $A_1B_1E_1$ absperren, welche nur mit den Bohrungen B und B_1 communiciren, durch die das Wasser nach vollbrachter Wirkung abgeführt wird.

Fig. 580.



Anmerkung 2. Zu den Kolbenmaschinen ist auch die Maschine zu rechnen, welche ihr Erfinder L. G. Girard „Moteur pompe" genannt hat. S. Delaunay's Cours de Mécanique, II. Partie.

Schlußanmerkung. Wir theilen nun noch die Literatur und Notizen über die Statistik der Wassersäulenmaschinen mit. Belidor beschreibt in seiner Architecture hydraulique eine Wassersäulenmaschine mit horizontalem Treibcylinder, auch erfährt man von ihm, daß schon 1731 die Herren Denisard und de la Duaille eine Art Wassersäulenmaschine construirt haben. Dieselbe hatte jedoch nur 9 Fuß Gefälle und trieb durch einen Kolben etwa nur den zwanzigsten Theil des Kraftwassers 32 Fuß höher. Wie es scheint, so ist jedoch die Wassersäulenmaschine zum Wasserheben beim Bergbau zuerst von Winterschmidt und bald nachher auch von Höll erfunden oder wenigstens verbessert worden. Das Nähere über diese Erfindung ist nachzulesen in Busse's Betrachtung der Winterschmidt'- und Höll'schen Wassersäulenmaschine u. s. w., Freiberg, 1804. Eine Beschreibung und Zeichnungen der Winterschmidt'schen Maschinen findet man in Calvör's historisch-chronologischer Nachricht u. s. w. des Maschinenwesens u. s. w. auf dem Oberharze, Braunschweig, 1763. Die Höll'sche Maschine lernt man aus der Anleitung zur Bergbaukunst von Delius, Wien 1773, und aus der Beschreibung der bei dem Bergbau zu Schemnitz errichteten Maschinen von Poda, Prag 1771, kennen. Jetzt im Gange befindliche Wassersäulenmaschinen finden sich in Baiern, Sachsen, am Harz, in Ungarn, Kärnthen, in der Bretagne u. s. w. vor. Von den baierischen Maschinen werden wir später, wenn vom Wasserheben die Rede ist, handeln, übrigens aber sind bis jetzt ausführliche Beschreibungen von diesen Maschinen gar nicht vorhanden, doch findet man Manches hierüber in Langsdorf's Maschinenkunde, in Hachette's Traité élémentaire des Machines, und in Flachat's Traité élémentaire de Mécanique. Die Hauptverhältnisse der von Brendel in Sachsen ausgeführten Wassersäulenmaschinen findet man in Gerstner's Mechanik angegeben, wo auch die Kärnthner oder Bleiberger Maschinen ganz ausführlich beschrieben sind. Die Maschinen im Schemnitzer Bergrevier behandelt Schitko in seinen Beiträgen

zur Bergbaukunde, die beiden Clausthaler Maschinen aber beschreibt Jordan in Bd. X von Karsten's Archiv für Mineralogie u. s. w.; jedoch ist diese Beschreibung auch einzeln bei Reimer in Berlin erschienen. Die Wassersäulenmaschine auf der Grube Huelgoat in der Bretagne hat ihr Erbauer Junker ausführlich in Bd. VIII der Annales des mines beschrieben; unter dem Titel: Mémoire sur les machines à colonne d'eau de la mine d'Huelgoat, Paris 1835, ist die Beschreibung dieser Maschine auch separat zu erlangen. Nur wenig bekannt ist die kleine Wassersäulenmaschine von Althans auf der Grube Pfingstwiese bei Ems, ebenso die Henschel'sche Wassersäulenmaschine auf der Kohlengrube zu Oberkirchen in Kurhessen, und die Maschinen zu Sangershausen und zu Gerbstädt im Mansfeldischen. Alle diese letzteren Maschinen sind übrigens eigenthümlich construirt. Die §. 312 abgehandelte englische Wassersäulenmaschine (Darlington's water pressure engine) ist abgebildet und beschrieben in Bd. II der englischen Uebersetzung dieses Werkes. Die Wassersäulenmaschine zu Lautenthal am Harz ist vom Herrn Oberbergrath Jugler im Notizblatte des Hannoverschen Architecten- und Ingenieur-Vereins Bd. III beschrieben, und es ist hiervon auch ein besonderer Abdruck im Buchhandel zu haben. Notizen über einige englische Wassersäulenmaschinen enthält die Schrift: Records of Mining and Metallurgy or facts and Memoranda for the use of the Mine Agent and Smelter by A. Philipps and J. Darlington, London 1857. Eine kurze Abhandlung über englische Wassersäulenmaschinen findet sich in J. Glynn's Rudimentary Treatease on the power of water, London 1853, by J. Weale. Lewis' Wassersäulenmaschine ist mit zwei Windkesseln versehen. S. Polytechn. Centralblatt, 1863, Nr. 17. Ueber die in neueren Zeiten bei dem österreichischen Bergbau zur Ausführung gekommenen Wassersäulenmaschinen findet man vielfache Nachrichten in der Schrift: „Erfahrungen im berg- und hüttenmännischen Maschinenwesen u. s. w. von Peter Rittinger, und zwar in den Jahrgängen 1854, 1856, 1858, 1860 und 1862. Die eigenthümlichste dieser Maschinen ist die im letzten Jahrgang beschriebene Wassersäulenmaschine im Adelbertschacht bei Przibram. Dieselbe hat eine Schiebersteuerung sowie einen Entlastungskolben u. s. w.

Die eigenthümlich construirte Wassersäulenmaschine, welche der Herr Kunstmeister Bornemann in Schneeberg ausgeführt hat, sind in Bd. II des Civilingenieurs beschrieben. Von den Wassersäulenaufzügen und Wassersäulenkrahnen sowie von den Wassersäulenkünsten und Wassersäulengöpeln, wird im dritten Bande gehandelt.

Siebentes Capitel.

Von den Windrädern.

§. 331 **Windräder.** Die atmosphärische Luft kann entweder durch ihre Strömungen oder durch ihre Expansivkraft mechanische Arbeiten verrichten. Am gewöhnlichsten benutzt man aber die natürlichen Luftströmungen oder den Wind zur Verrichtung von mechanischer Arbeit, und zwar durch Anwendung von Rädern, welche einen Theil der lebendigen Kraft des gegen sie sich bewegenden Windes zu Gute machen. Diese Räder heißen Windräder (franz. roues à vent; engl. wind-wheels), die unterstützenden Gebäude sammt Rädern und allen übrigen Theilen werden Windmühlen (franz. moulins à vent; engl. wind-mills) genannt. Ein Windrad ist zwar eine Radwelle zur Aufnahme der Windkraft, wie ein Wasserrad eine Radwelle zur Aufnahme der Wasserkraft, doch weichen beide Räder deshalb wesentlich von einander ab, weil das eine einem nach allen Seiten hin unbegrenzten Luftstrome, das andere aber einem ganz oder wenigstens theilweise begrenzten Wasserstrome entgegengerichtet ist. Ein gewöhnliches Schaufelrad, dem unbegrenzten Windstrome entgegengerichtet, kann gar keine Umdrehung annehmen, weil der Wind die Schaufeln auf der einen Seite des Rades genau ebenso stark stößt, als die auf der anderen Seite, beide Stoßkräfte also einander aufheben. Um es zur Aufnahme der Windkraft geschickt zu machen, müßte der Windstoß nur einseitig auf das Rad wirken, und daher die andere Seite des Rades gegen den Wind geschützt, etwa von einem feststehenden Mantel umgeben werden. Dieser Mantel kann allerdings erspart werden, wenn man die Schaufeln beweglich macht, nämlich dieselben an Angeln so aufhängt, daß sie sich von selbst auf der einen Seite des Rades mit der breiten Fläche dem Windstrome entgegenstellen, auf der anderen Seite aber durch Entgegenstellen mit der schmalen Seite sich dem Windstoße so viel wie möglich entziehen. Um solche Räder nicht nach der Windrichtung stellen zu müssen, giebt man denselben eine verticale Umdrehungsaxe, läßt dieselben also in Horizontalebenen umlaufen, weshalb man sie auch horizontale Windräder (franz. roues horizontales à vent; engl. horizontal wind-wheels) genannt hat.

Vortheilhafter als die Schaufelräder sind aber die sogenannten Flügelräder (franz. volants; engl. sail-wheels), d. i. Räder, deren Axen dem Wind- oder Wasserstrome entgegengerichtet sind und deren nur in sehr kleiner

Anzahl vorhandene Arme breite Flächen oder sogenannte **Flügel** (franz. ailes; engl. vanes, sails) tragen, welche zur Aufnahme der Windkraft dienen und deshalb dem Windstrome unter einem schiefen Winkel entgegengerichtet sind. Da die Richtung des Windes eine mehr oder weniger horizontale ist, so hat man natürlich auch das Flügelrad mit seiner Axe ungefähr horizontal zu legen, weshalb seine Umdrehungsebene eine mehr verticale ist, und das Rad auch ein **verticales Windrad** genannt wird.

Anmerkung. Man hat auch horizontale Windräder mit hohlen Schaufeln angewendet und diese **Panemoren** genannt. Da der Windstoß gegen eine hohle Fläche größer ist als gegen eine erhabene, und diese Schaufeln dem Winde auf der einen Seite des Rades die hohle und auf der anderen die erhabene Seite zuwenden, geht allerdings ein solches Rad ohne alle weiteren Hülfsmittel, wenn auch nur mit geschwächter Kraft, um.

Flügelräder. Der Hauptvorzug der **Flügelräder** vor den **Schaufelrädern** besteht darin, daß dieselben bei gleicher Größe oder gleichem Gewichte und unter übrigens gleichen Verhältnissen mehr Arbeit verrichten als die letzteren Räder. Während bei einem Schaufelrade nur eine einseitige Wirkung statthat, und diese Wirkung im Ganzen nur der Projection der dem Windstrome ausgesetzten Schaufeln in der Ebene rechtwinkelig zur Windrichtung entspricht, findet bei den Flügelrädern eine ununterbrochene Wirkung auf jeden der Flügel statt. Wenn auch eine Flügelfläche des ersten Rades mit einer Schaufelfläche des anderen einerlei Inhalt hat, und vielleicht auch der Wind bei dem schiefen Stoße gegen die Flügel des ersten Rades weniger vortheilhaft wirkt als bei dem Stoße gegen die Schaufeln des zweiten, so wird doch bei gleicher Windgeschwindigkeit das Flügelrad viel mehr mechanisches Arbeitsvermögen sammeln können als das Schaufelrad, da es dasselbe einem viel größeren Windstrome entnimmt. Vielfache Erfahrungen haben aber auch wirklich darauf geführt, daß die Flügelräder unter übrigens gleichen Umständen mindestens viermal so viel leisten als die Schaufelräder, welche, wenn dies nicht der Fall wäre, wegen ihrer leichteren und sichereren Aufstellung und vorzüglich noch wegen ihrer geringen Axenreibung sich gewiß schon längst einen Platz in der praktischen Mechanik verschafft haben würden. Wir sprechen daher in der Folge auch nur von den Windmühlen mit Flügelrädern. Die nähere Einrichtung der Flügelräder ist folgende. Zunächst besteht ein solches Rad aus einer starken Welle, welche zwar meist aus Holz, viel zweckmäßiger aber aus Gußeisen hergestellt wird. Man giebt der **Flügelwelle** (franz. l'arbre du volant; engl. the wind shaft) 5 bis 15 Grad Neigung gegen den Horizont, damit die Flügel in der nöthigen Entfernung vom Gebäude umlaufen und das ganze Flügelrad sicherer in seinen Lagern ruhe. An dieser Welle ist zu unterscheiden der **Kopf**, der **Hals**, das **Transmissionsrad** und der **Zapfen**. Der Kopf ist diejenige Stelle, §. 332

wo die Flügel aufsitzen, der Hals (Schlot) aber ist der unmittelbar hinter ihm liegende abgerundete Theil der Welle, in welchem das ganze Rad vorzüglich unterstützt wird, das Transmissionsrad dient zur Fortpflanzung der Bewegung oder zur Verbindung des Flügelrades mit der Arbeitsmaschine, und endlich der Zapfen am hinteren Ende der Welle ist zur vollständigen Unterstützung des Rades nöthig. Der Arbeitsverlust, welchen die Reibung der Flügelwelle in ihrer Unterstützung erleidet, ist wegen des nicht unbedeutenden Gewichtes derselben und vorzüglich wegen ihrer großen Umdrehungsgeschwindigkeit beträchtlich, und deshalb ist es nöthig, alle Mittel zu ergreifen, wodurch dieselbe herabgezogen wird. Aus diesem Grunde ist daher auch eine eiserne Flügelwelle viel zweckmäßiger als eine hölzerne, weil dieselbe einen ansehnlich schwächeren Hals erhalten kann als eine hölzerne. Während die Stärke des Halses einer hölzernen Flügelwelle $1^1/_2$ bis 2 Fuß beträgt, ist dieselbe bei gußeisernen Flügelwellen nur $^1/_2$ bis $^3/_4$ Fuß. Ueberdies ist aber noch die Reibung an und für sich bei den Holzwellen größer als bei den Eisenwellen, weil man in der Regel den Hals derselben nicht mit einem eisernen Mantel, sondern nur mit einer Reihe von Eisenstäben umgiebt, die immer ein Abschaben im Lager hervorbringen.

Anmerkung. Ueber die horizontalen Windmühlen von Beatson u. s. w. sind vorzüglich englische Schriften, z. B. von Nicholson, Gregory u. s. w., nachzulesen. Siehe auch den Abschnitt über Windmühlen in Rühlmann's Allgemeiner Maschinenlehre Bd. I.

§. 333 **Windflügel.** Die Windflügel bestehen aus den Windruthen, aus den Windsprossen oder Scheiden und aus der Bedeckung. Die Windruthen (franz. bras; engl. arms, whips) sind radial von dem Wellenkopfe auslaufende Arme von circa 30 Fuß Länge, wovon jeder einen Flügel trägt. Die Anzahl dieser Arme ist, wie die Anzahl der Flügel, gewöhnlich vier, seltener fünf oder sechs. Nahe an der Welle sind diese Ruthen 1 Fuß dick und 9 Zoll breit, am äußersten Ende aber haben sie nur 6 Zoll Dicke und $4^1/_2$ Zoll Breite. Ihre Befestigungsweise ist sehr verschieden; ist die Welle von Holz, so steckt man zwei Ruthen rechtwinkelig durch den Wellenkopf und bildet dadurch vier Flügelarme. Auch befestigt man wohl die Arme durch Schrauben auf eine den Wellenkopf bildende Rosette, ähnlich wie die Arme eines Wasserrades, zumal wenn die Welle von Gußeisen ist. Die Sprossen oder Scheiden (franz. les lates; engl. the bars) sind hölzerne Querarme, welche durch die Ruthe hindurchgesteckt werden, die zu diesem Zwecke in Abständen von $1^1/_4$ bis $1^1/_2$ Fuß durchlocht wird. Je nachdem die Flügel eine mehr rectanguläre oder mehr trapezoidale Form erhalten sollen, sind die sämmtlichen Sprossen von gleicher oder, nach der Welle zu, von abnehmender Länge. Die innerste Sprosse steht $^1/_7$ bis $^1/_6$ der Armlänge vom Wellenmittel ab, und ihre Länge ist ungefähr diesem Abstande gleich, der

äußersten Sprosse giebt man aber $1/_5$ oder gar $1/_4$ der Armlänge zur eigenen Länge. Bei den meisten Windmühlen gehen die Windruthen nicht mitten durch die Flügel, sondern sie theilen dieselben so, daß der nach dem Winde zu gerichtete Theil ein bis zwei Fünftel der ganzen Flügelbreite ausmacht. Deshalb ragen auch die Sprossen auf der ersten Seite viel weniger aus der Ruthe hervor als auf der anderen. Den schmaleren Theil des Flügels bedeckt man gewöhnlich durch das sogenannte Windbrett, auf den breiteren Theil hingegen kommen die sogenannten Windthüren oder eine Bedeckung von Segeltuch zu liegen.

Man macht die Windflügel eben, windschief oder hohl, jedenfalls geben die wenig ausgehöhlten windschiefen Flügel die größte Leistung, was noch weiter unten näher auseinandergesetzt werden wird. Bei den ebenen Windflügeln haben sämmtliche Windsprossen einen und denselben Neigungswinkel von 12° bis 18° gegen die Umdrehungsebene, sind aber die Flügel windschief, so weichen die inneren Sprossen ungefähr 24° und die äußeren 6° von dieser Ebene ab, und es bilden die Neigungswinkel der zwischenliegenden Sprossen einen Uebergang zwischen den letzten beiden Winkeln. Um den Windflügeln eine hohle Form zu geben, hat man krumme Windruthen und Scheiden anzuwenden. Obwohl dadurch nach den Regeln des Stoßes an Arbeit gewonnen wird, so wendet man diese Construction wegen der schwierigeren Ausführung fast gar nicht mehr an. Zur vollständigen Unterstützung der Flügeldecke sind die äußeren Enden der Scheiden noch durch die sogenannten Saumlatten mit einander verbunden und, zumal wenn die Decke aus Leinwand besteht, überdies noch Zwischenlatten eingesetzt, so daß das ganze Flügelgerippe aus Feldern von ungefähr 2 Quadratfuß Inhalt besteht. Die Holzbedeckung besteht in vier Thüren, welche aus dünnen Holzbrettchen zusammengesetzt sind und durch Riegel auf dem Flügelgerippe festgehalten werden, die Segeltuchdecke hingegen wird durch Schlingen und Haken mit dem Flügelgerippe verbunden.

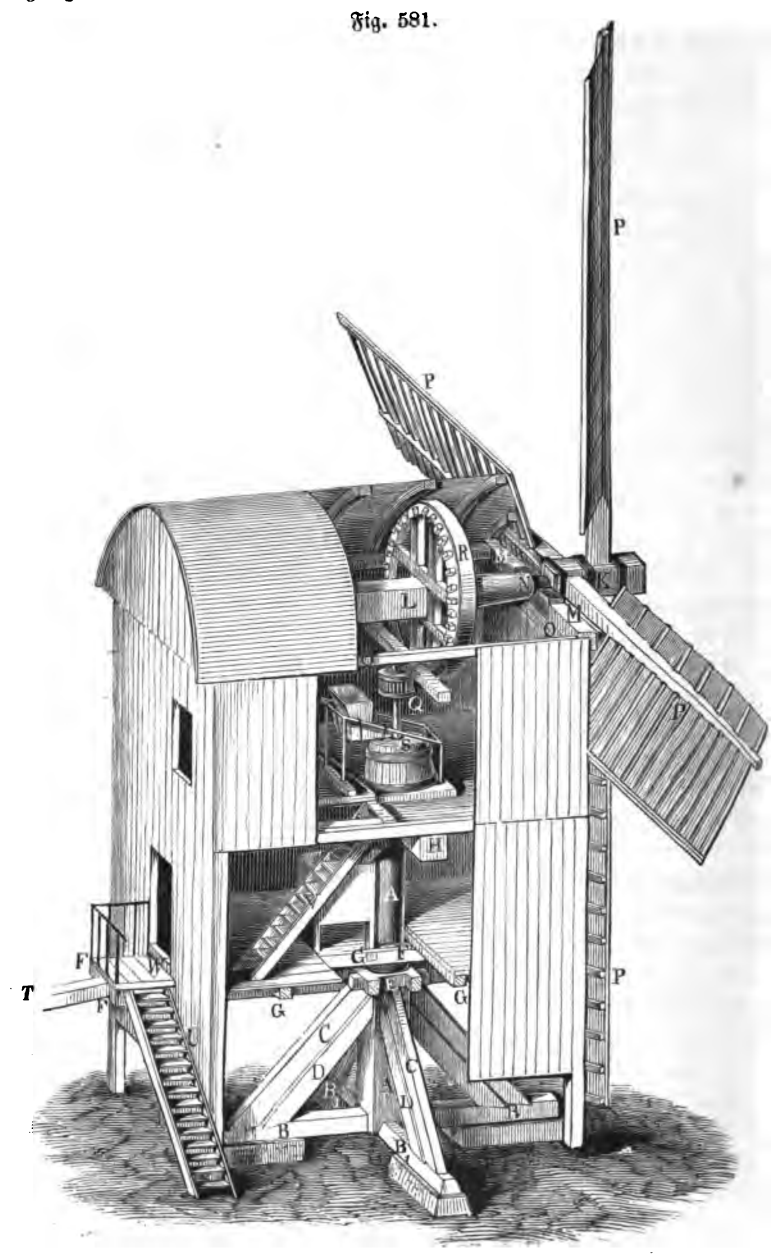
Bockmühlen. Da die Richtung des Windes eine veränderliche und die §. 334
Axe des Rades in diese zu stellen ist, so muß die Unterstützung des Rades beweglich, und zwar um eine verticale Axe drehbar sein. Nach der Art und Weise, wie diese Drehung verwirklicht wird, hat man folgende zwei Classen von Windmühlen.

1) Die deutsche oder Bockmühle (franz. moulin ordinaire; engl. post mill), und 2) die holländische oder Thurmmühle (franz. moulin hollandais; engl. tower mill, smockmill).

Bei der Bockmühle ist das ganze Gebäude sammt Rad um eine feststehende Säule, den Ständer oder Hausbaum (franz. poteau; engl. post), drehbar, bei der Thurmmühle hingegen ist nur das Haupt desselben, die sogenannte

Haube (franz. le toit, la calotte; engl. the cap, head) mit der darin gelagerten Flügelwelle drehbar.

Fig. 581.



Eine monodimetrische Ansicht einer Bockmühle bietet Fig. 581 dar. Es ist hier AA der Ständer, und es sind BB und $B_1 B_1$ die Kreuzschwellen, welche mit den Streben oder Bändern C und D vereinigt den Ständer unterstützen und zusammen den sogenannten Bock oder Bockstuhl bilden. Am Kopfe des Bockes sitzt der aus vier Hölzern zusammengesetzte Sattel E fest. Das Mühlengebäude umgiebt nun den Ständer mittels zwei Fußbalken F, F und durch zwei der sechs Unterlags- oder Fußbodenbalken G, G; außerdem stützt es sich mittels des starken Kopfbalkens H auf den Kopf des Ständers, welcher zur Erleichterung der Drehung noch mit einem Stifte ausgerüstet ist, der in eine entsprechende Pfanne an der Unterfläche des Kopfbalkens eingreift. Die Flügelwelle KL ruht mit ihrem Halse N in einem Metall- oder Stein- (Basalt-) Lager, welches auf dem großen Wellbalken MM festsitzt, der von dem Dachrahmen OO getragen wird. KP, KP u. s. w. sind die durch den Wellenkopf gesteckten Windruthen, welche vier ebene Flügel P, P ... tragen. Die Figur stellt eine Mahlmühle vor; daher greift hier das Transmissionsrad R in ein Getriebe Q ein, das auf dem Mühleisen festsitzt, welches den Läufer oder oberen Mühlstein S trägt. Die weitere Beschreibung des Mahlzeuges gehört nicht hierher. Um das ganze Gebäude drehen zu können, wird der Stert oder Sterz T, d. i. ein langer Hebel, angewendet, der zwischen den Fugbalken liegt, mit diesen durch Querhölzer und Schrauben fest verbunden ist, übrigens aber 20 bis 30 Fuß lang aus dem Gebäude vorragt, in der Figur aber nur abgebrochen gezeichnet ist. Noch ersieht man aus der Figur in U die äußere und in V die innere Treppe, sowie in W die Eingangsthür.

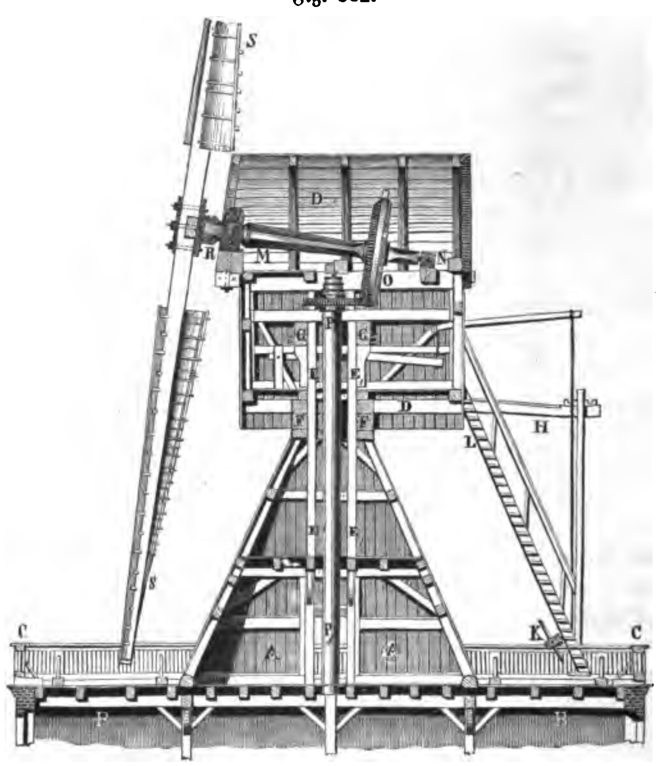
Thurmmühlen. Es giebt zwei Arten von Thurmmühlen; es ist nämlich entweder nur der die Flügelwelle einschließende, oder es ist ein größerer, sich unter die Flügelwelle nach abwärts erstreckender Theil des Mühlengebäudes um eine verticale Axe drehbar. Die Bewegung des Flügelrades wird hier durch ein Paar Zahnräder zunächst auf den Königsbaum, d. i. auf eine starke stehende Welle, welche durch das ganze Mühlengebäude geht, übertragen. Damit aber der Eingriff der Zahnräder bei den verschiedenen Stellungen des Flügelrades nicht verändert oder gar aufgehoben werde, ist es nöthig, daß die Axe des Königsbaumes genau mit der Umdrehungsaxe des beweglichen Theiles vom Mühlengebäude zusammenfalle. §. 335

In Fig. 582 (a. f. S.) ist ein Durchschnitt von einer Thurmmühle der zweiten Art abgebildet, welche zwischen einer Bockmühle und einer Thurmmühle der ersten Art fast mitten inne steht.

Es ist hier AA der feststehende Thurm, welcher über dem die Arbeitsmaschine enthaltenden Mühlengebäude BB steht und von der Galerie CC umgeben wird, sowie DD das bewegliche Haupt der Mühle, das durch

den Holzring FF unmittelbar und durch den Holzring GG mittels der Säulen EE und $E_1 E_1$ unterstützt wird und nur eine Drehung um diese

Fig. 582.

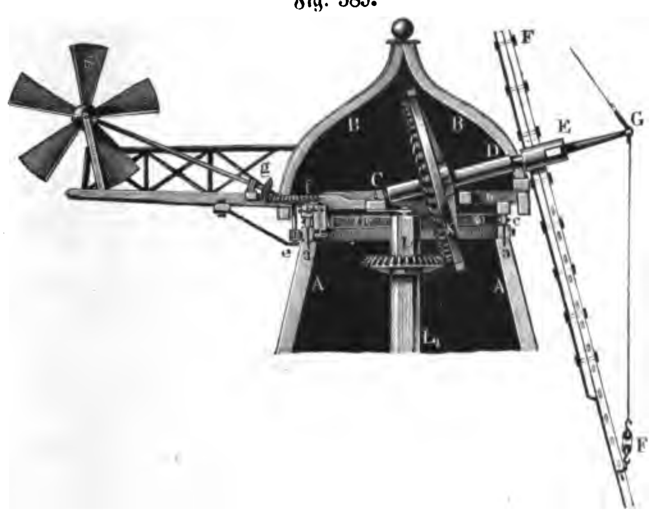


gleichsam den Ständer ersetzenden Säulen zuläßt. Die Drehung selbst läßt sich durch den Kreuzhaspel K bewirken, der an der Treppe KL sitzt, welche mit dem beweglichen Gebäude DD und besonders mit dem Sterze H fest verbunden ist. Die Flügelwelle MN ist von Gußeisen, und ruht bei M und N in mit Kanonenmetall ausgefütterten gußeisernen Lagern, O und P sind eiserne Zahnräder, wodurch die Umdrehung der Flügelwelle auf die Königswelle PP_1 übertragen wird. Die Windflügel RS, RS... sind windschief und durch Schrauben und ein eisernes Kreuz mit dem Muff R verbunden, der einerseits ein zweites Kreuz, andererseits aber eine ausgebohrte Höhlung hat, welche über den abgedrehten Wellenkopf gesteckt und darauf festgekeilt wird.

Der obere Theil einer Thurmmühle der ersten Art ist in Fig. 583 abgebildet; AA ist der Obertheil des feststehenden, aus Holz oder Steinen aufgeführten und pyramidal geformten Thurmes, BB ist ferner die beweg-

liche Haube, CDE ist die Flügelwelle, sowie EF eine aus zwei Theilen zusammengesetzte Windruthe, welche durch Seile wie FG mittels eines auf

Fig. 583.



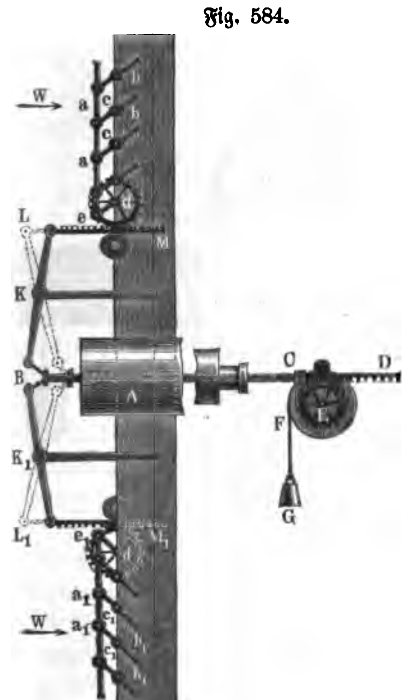
dem Wellenkopfe aufsitzenden Mönchs EG gegen das Biegen oder Abbrechen durch den Windstoß geschützt wird. Noch sind K und L die beiden Zahnräder, wodurch die Kraft der Flügelwelle auf die Königswelle LL_1 übertragen wird. Die Stellung der Flügelwelle nach dem Winde erfolgt hier in der Regel ebenfalls durch den Sterz oder durch eine Kurbel mit Rad und Getriebe, kann aber auch durch eine große Windfahne, deren Ebene in die der Wellenaxe fällt, noch besser endlich durch ein besonderes Steuerrad S, wie in der Figur abgebildet ist, hervorgebracht werden. Damit sich die Haube leicht drehen lasse, wird dieselbe auf Rollen c, c, c ... gestellt, welche mit einander durch zwei Reifen verbunden sind und zwischen Kränzen oder Ringen aa und bb laufen, wovon der eine oder Rollring oben auf dem Thurme und der andere oder Laufring unten an der Haube festsitzt. Um endlich das Abheben der Haube zu verhindern, wird innen an b noch ein Kranz d (Ansatzring) angeschraubt, welcher zur Erleichterung der Bewegung vielleicht ebenfalls mit Rollen, die an der Innenfläche von aa herumlaufen, ausgerüstet wird. Bei Anwendung eines Steuerrades ist die Außenfläche des Rollringes aa von einem gezahnten Kranze umgeben, in welches ein Getriebe oder kleines Zahnrad e eingreift, das mittels der Zahnrädchen f und g durch das Steuerrad umgedreht wird und dadurch eine Drehung der Haube bewirkt, sowie die Windrichtung aus der Umdrehungsebene von S gekommen ist.

§. 336 **Kraftregulirung.** Der Wind ist nicht allein in seiner Richtung, sondern auch in seiner Geschwindigkeit oder Intensität veränderlich; wäre nun aber die angehängte Last eines Windrades constant, so würde sich ihre Bewegung mit der Stärke des Windes zugleich verändern und daher zu verschiedenen Zeiten oft sehr verschieden ausfallen, wenn nicht besondere Regulirungsmittel zur Anwendung kämen. Natürlich läßt sich durch diese Mittel nur die Wind- oder Umdrehungskraft mäßigen, nicht aber erhöhen. Eins dieser Mittel besteht in einem Bremse oder einem Preßringe, welcher die obere Hälfte des auf der Flügelwelle sitzenden Zahnrades umgiebt und auf dieselbe aufgedrückt wird, wenn der Gang des Windrades zu ermäßigen oder gar aufzuheben ist. Von ihm wird jedoch erst später an einem anderen Orte ausführlich die Rede sein. Ein anderes Mittel zum Reguliren des Ganges der Windräder läßt sich aber durch Veränderung der Flügelbedeckung hervorbringen; sind die Flügel vollständig bedeckt, so ist das Arbeitsvermögen des Rades am größten, sind sie aber nur theilweise bekleidet, so haben sie ein kleineres Arbeitsvermögen, und zwar um so kleiner, je kleiner der Flächenraum der ganzen Bedeckung ist. Bei der Bedeckung durch Segeltuch läßt sich dieses Reguliren durch Auf- oder Abwickeln desselben bewirken, sind aber die Flügel durch Thüren bekleidet, so läßt sich derselbe Zweck durch Wegnahme oder Auflegen von Thüren erreichen.

Man hat aber auch Windräder, welche sich selbst reguliren, indem sie von selbst bei Abnahme der Windgeschwindigkeit ihre Stoßfläche vergrößern und bei Zunahme von jener diese vermindern. Die vorzüglichsten Flügelräder dieser Art sind die von Cubit, wovon der Durchschnitt eines Theiles in Fig. 584 abgebildet ist. Es ist hier A die hohle Flügelwelle, BC ein durch sie hindurchgehender Metallstab, und CD eine gezahnte Stange, welche in C durch ein Gewinde so mit BC verbunden ist, daß CD nur an der Bewegung in der Axenrichtung, nicht aber an der Drehung um die Axe von BC Theil nimmt. Die gezahnte Stange greift in das Zahnrad E und dieses sitzt mit der Rolle F, um deren Umfang eine Schnur liegt, die durch das Gewicht G gespannt wird, auf einer Axe. Die Flügelbedeckung besteht aus lauter dünnen Holz- oder Blechklappen bc, b_1c_1 u. s. w., welche durch die Arme ac, a_1c_1 u. s. w. um die Axen c, c_1 u. s. w. gedreht werden können. Diese Arme sind durch Stangen ae, a_1e_1 u. s. w. mit einander und zugleich durch Arme de, d_1e_1 mit Zahnrädchen d, d_1 verbunden, so daß durch Drehung der letzteren das Oeffnen und Verschließen oder überhaupt jede Klappenstellung zu ermöglichen ist. Endlich sind noch Hebel BL, BL_1 angebracht, welche sich um die Axen K, K_1 drehen lassen, und auf der einen Seite mit der Stange BC, auf der anderen aber mit Zahnstangen LM, L_1M_1, deren Zähne zwischen die Zähne der Rädchen d, d_1 greifen, in Verbindung stehen. Aus der Zeichnung ist nun leicht zu ersehen,

wie der Wind W die Klappen auf-, das Gewicht G aber dieselben mittels der Stange BC, der Hebel BL, BL_1 u. s. w. zuzustoßen sucht, und wie auf diese Weise dem Windstoße gegen die Klappen von dem Gewichte G das Gleichgewicht gehalten wird. Wenn sich nun auch die Windgeschwindigkeit ändert, so wird deshalb diese Stoßkraft nicht anders, sondern nur die Klappenstellung und dadurch auch nur die Stoßfläche eine andere.

Fig. 584.

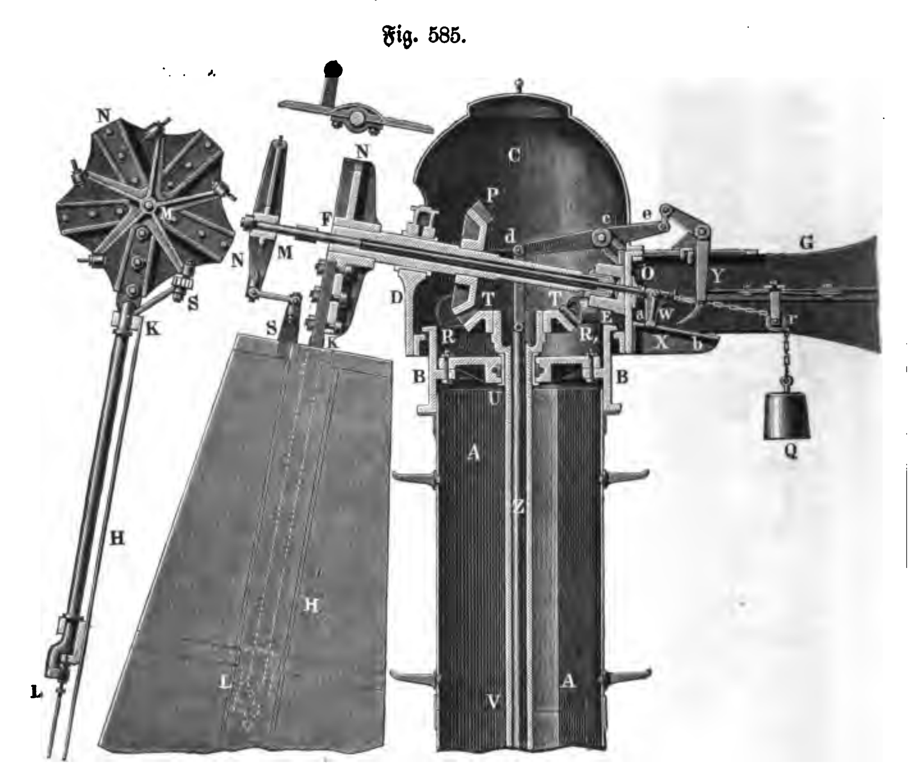


Anmerkung. Bei einer Bedeckung mit Segeltuch läßt sich, nach Bywater, derselbe Zweck erreichen, wenn dasselbe durch zwei Rollen ausgespannt wird, die durch Zahnräder in Umdrehung gesetzt werden, wenn die Windgeschwindigkeit sich ändert. Ausführlich beschrieben sind die Apparate in Barlow's Treatise on the Manufactures and Machinery etc. etc. Eine neue Windradconstruction ist auch in der Zeitschrift „Der Ingenieur", Band II. beschrieben.

In mehrfacher Hinsicht eigenthümlich sind die vom Herrn Maschinendirector Kirchwäger construirten Windräder auf mehreren Wasserstationen der hannoverschen Eisenbahnen (s. eine Abhandlung vom Herrn Obermaschinenmeister Prüsmann; im 8ten Bande (1862) der Zeitschrift des Architekten- und Ingenieur-Vereins für das Königreich Hannover). Die eigenthümlichen Einrichtungen eines solchen Windrades sind aus dem verticalen Durchschnitt Fig. 585 (a. f. S.) zu ersehen. Der circa $1^3/_4$ Fuß weite, aus Eisenblech zusammengesetzte Thurm AA ragt aus dem Dache des aus Backsteinen aufgeführten Maschinengebäudes hervor, und endigt sich in einem gußeisernen Kopf BB, auf welchem die Haube C mittels 4 Rollen R, R_1 aufruht. Die Haube trägt die Lager D und E der Windradwelle EF, und greift mit ihrem cylindrischen Fußstück über den oberen Theil des Kopfes BB weg, damit sie nicht durch den Windstoß abgehoben werden könne. Der mit der Haube fest verbundene (nur zum Theil sichtbare) Steuerflügel G dient dazu, um durch Drehung der Haube das Windrad FH dem Winde entgegenzurichten. Das Windrad besteht aus fünf um radiale Arme, wie KL, drehbaren §. 337

Blechflügeln *KH*. Diese Arme sind auf einer gußeisernen Rosette *NN* aufgeschraubt, welche auf dem Kopf der Windradwelle festsitzt. Um den Gang

Fig. 585.



des Rades zu reguliren, oder den Flügeln die dem Kraftbedürfniß entsprechende Stellung gegen den Wind zu geben, ist folgender Mechanismus angebracht worden. Durch die hohle Windradwelle geht eine verschiebbare Stahlstange *MO*, welche an einem Ende einen Stern trägt, dessen fünf Arme mit anderen an den Flügeln festsitzenden Armen *S* durch kurze Zugstangen und mittels Gelenken derart verbunden sind, daß mit dem Einwärtsziehen des Sternes ein Flachlegen und dagegen mit dem Auswärtsschieben ein Scharfstellen der Flügel eintritt. Das Einwärtsziehen des Sternes *M* mittels der Stange *MO* erfolgt durch das Gewicht *Q*, welches durch eine über eine Leitrolle *r* weggehende Kette mit einer Hülse *W* verbunden ist, welche auf der Welle *MO* sitzt und durch einen Arm *a*, welcher nur längs einer festen Bahn *b* verschiebbar ist, an dem Umlaufen verhindert wird.

Dem Flachlegen der Flügel wird durch den Winkelhebel *Y*, welcher sich

mit seinem langen Arme an das Ende der verschiebbaren Stange *MO* anlegt, eine Grenze gesetzt. Dieser Hebel steht mittels Gelenken und durch den Hebel *dce* mit der verticalen Zugstange *Z* in Verbindung und wird durch die Zugkraft der Stange *Z* gegen das Ende der Stange *MO* angedrückt. Es kommt folglich nur darauf an, daß die Stange *Z* niedergezogen werde, wenn ein Ueberschuß an Kraft vorhanden ist, daß sie dagegen aufgeschoben werde, wenn die Windkraft von der Last der Maschine übertroffen wird. Bei den gedachten Wasserstationen, wo das Windrad ein Pumpenwerk in Umtrieb setzt, wird das Heben und Senken der Stange *Z* durch Schwimmer bewirkt, welche durch einen Hebelmechanismus u. s. w. mit der Zugstange *Z* verbunden sind. In der Abbildung Fig. 585 sind nur noch die beiden Zahnräder *PT* und *TT* dargestellt, wodurch die Windradwelle den hohlen Königsbaum *UV* umtreibt, welcher ein anderes (nicht abgebildetes) Räderwerk, das am Fuß des Gebäudes befindliche Pumpenwerk, in Bewegung setzt.

Windrichtung. Der Wind, dessen Entstehung jedenfalls einer Un- §. 338
gleichheit in der Expansivkraft oder Dichtigkeit der Luft beigemessen werden muß (s. die Formeln in Band I, §. 458), ist verschieden in Hinsicht auf Richtung und in Hinsicht auf Stärke oder Geschwindigkeit. In Hinsicht auf die Richtung unterscheidet man die acht Winde N, NO, O, SO, S, SW, W, NW, d. i. Nord, Nordost, Ost, Südost, Süd, Südwest, West und Nordwest, indem man sie nach denjenigen Weltgegenden benennt, aus denen sie wehen. Zur genaueren Bezeichnung der Windrichtung bedient man sich auch einer Eintheilung des Horizontes in 16 gleiche Theile, oder, nach dem Bergmann, in 24 Stunden, am genauesten aber der Eintheilung in Grade. Im Laufe eines Jahres kommen alle diese Windrichtungen vor, jedoch manche von ihnen auf längere, manche auf kürzere Zeit. Für das mittlere und südliche Deutschland ist nach Coffin die mittlere Dauer der einzelnen Winde folgende:

N.	NNO.	NO.	ONO.	O.	OSO.	SO.	SSO.	S.	SSW.
23,5	2,9	35,1	3,1	41,7	3,9	30,1	2,5	23,9	3,0

SW.	WSW.	W.	WNW.	NW.	NNW.	Windstille.
63,3	3,2	77,1	4,2	42,8	0,4	0,9

Tage im Jahre.

Nach den Zusammenstellungen von Kämtz wehen z. B. unter 1000 Tagen die in folgender Tabelle aufgezeichneten Winde:

Länder:	N.	NO.	O.	SO.	S.	SW.	W.	NW.
Deutschland . .	84	98	119	87	97	186	198	131
England . . .	82	111	99	81	111	225	171	120
Frankreich . .	126	140	84	76	117	192	155	110

Man ersieht hieraus, daß in den angeführten drei Ländern die Südwestwinde die vorherrschenden sind. Die Uebergänge dieser Windrichtungen in einander folgen meist nur in der Richtung S, SW, W u. s. w., selten findet die entgegengesetzte Winddrehung S, SO, O u. s. w. statt, wenigstens besteht diese meist nur in einem Zurückspringen um kleinere Winkel.

Die Windrichtung bestimmt man durch die sogenannte Wind- oder Wetterfahne (franz. girouette, flouette; engl. fane, vane). Dieses höchst einfache Instrument besteht in einer um eine verticale Axe drehbaren Blechfahne, welche natürlich durch den Windstoß gedreht wird, wenn die Richtung des Windes von ihrer Ebene abweicht, deshalb also durch ihre Richtung die Richtung des Windes bezeichnet. Um ihre Beweglichkeit zu erhöhen, muß man die Reibung an ihrer Axe möglichst herabzuziehen suchen, weshalb man denn auch durch Hinzufügung eines Gegengewichts auf der entgegengesetzten Seite der Umdrehungsaxe den Schwerpunkt der Fahne in die Umdrehungsaxe bringt, wodurch die sogenannten Wetterhähne (franz. coqs à vent; engl. weather-cocks) entstanden sind.

§. 339 **Windgeschwindigkeit.** Viel wichtiger als die Windrichtung ist natürlich dem Windmüller die Windgeschwindigkeit, weil von dieser das Arbeitsquantum abhängt, welches er dem Winde durch das Windrad abgewinnen kann. Nach der Größe der Geschwindigkeit hat man folgende Winde:

Kaum wahrnehmbarer Wind mit $1^1/_2$ Fuß Geschwindigkeit.

Sehr schwacher Wind mit 3 Fuß Geschwindigkeit.

Schwacher Wind (franz. vent faible; engl. feeble wind) mit 6 Fuß.

Lebhafter Wind (franz. vent frais, brise; engl. brisk gale) mit 18 Fuß.

Günstiger Wind für die Windmühlen, mit 22 Fuß Geschwindigkeit; ferner:

Sehr lebhafter Wind (franz. grand frais; engl. very brisk) mit 30 Fuß.

Starker Wind (franz. vent très fort; engl. high wind) mit 45 Fuß.

Sehr starker Wind (franz. vent impétieux; engl. very high wind) mit 60 Fuß Geschwindigkeit.

Unter Sturm (franz. tempête; engl. storm) versteht man den heftigen Wind von 70 bis 90 Fuß Geschwindigkeit, und Orkan (franz. ouragan; engl. hurrican) ist ein Wind von 100 und mehr Fuß Geschwindigkeit. Wind von 10 Fuß Geschwindigkeit ist in der Regel nicht hinreichend, um ein belastetes Windrad in Umgang zu erhalten; steigt hingegen die Windgeschwindigkeit über 35 Fuß, so läßt sich die Windkraft nicht mehr mit Vortheil zu Gute machen, weil dann die Flügel eine zu große Geschwindigkeit annehmen würden. Stürme oder gar Orkane sind aber für die Windmühlen im höchsten Grade gefährlich, weil sie sehr oft das Abheben oder Umstürzen derselben herbeiführen.

Um die Windgeschwindigkeit zu ermitteln, wendet man Instrumente an, die man Anemometer oder Windmesser (franz. anémomètres; engl. anemometers, wind-gages) nennt. Obgleich man im Laufe der Zeit schon sehr viele solcher Instrumente vorgeschlagen und versucht hat, so sind doch nur wenige derselben hinreichend bequem und sicher im Gebrauche. Die meisten dieser Instrumente sind den Hydrometern (s. Band I, §. 490) u. s. w. sehr ähnlich, ja es lassen sich sogar manche Hydrometer ohne Abänderungen als Anemometer gebrauchen. Unmittelbar läßt sich die Geschwindigkeit des Windes durch leichte Körper angeben, welche man vom Winde fortführen läßt, z. B. durch Federn, Seifenblasen, Rauch, kleine Luftbälle u. s. w. Da die Windbewegung in der Regel nicht bloß progressiv, sondern auch drehend oder wirbelnd ist, so sind diese Mittel, wenigstens bei großen Geschwindigkeiten, oft nicht hinreichend. Am besten sind allerdings große Luftbälle, deren mittlere Dichtigkeit nicht sehr verschieden ist von der des Windes.

Die eigentlichen Anemometer lassen sich, wie die Hydrometer, in drei Classen bringen: entweder giebt man die Windgeschwindigkeit durch ein vom Winde bewegtes Rad an, oder man mißt dieselbe durch die Höhe einer Flüssigkeitssäule, welche dem Windstoße das Gleichgewicht hält, oder man bestimmt dieselbe durch die Kraft, welche der Windstoß gegen eine ebene Fläche ausübt. Von diesen Apparaten möge nun noch das Nothwendigste abgehandelt werden.

Anmerkung. Ausführlich über Anemometer handelt Hülsse in dem ersten Bande der allgemeinen Maschinenencyclopädie. Ueber den Wind ist aber nachzulesen: Kämtz's Meteorologie und Gehler's physik. Wörterbuch, Band X., sowie im Lehrbuch der Meteorologie von E. E. Schmidt, Leipzig 1860.

Anemometer. Der Woltmann'sche Flügel (s. Band I, §. 490) läßt sich ebenso gut zur Ausmittelung der Windgeschwindigkeit als zur Bestimmung der Geschwindigkeit des Wassers gebrauchen. Wird seine Um- §. 340

drehungsaxe in die Windrichtung gebracht, was durch Hinzufügung einer Windfahne von selbst erfolgt, wenn man beide Instrumente an einer verticalen Umdrehungsaxe so befestigt, daß sie in eine Ebene fallen, so kann man die Anzahl der Umdrehungen beobachten, welche dieses Rad in Folge des Windstoßes in einer gewissen Zeit macht und es läßt sich nun, wie früher, die Geschwindigkeit setzen:

$$v = v_0 + \alpha u,$$

wo v_0 die Geschwindigkeit ist, bei welcher das Rad anfängt still zu stehen, α aber das Erfahrungsverhältniß $\frac{v - v_0}{u}$ bezeichnet. Wäre der Windstoß nicht verschieden vom Wasserstoße, und wüchsen beide genau proportional dem Quadrate der relativen Geschwindigkeit, so würde

$$\alpha = \frac{v - v_0}{u}$$

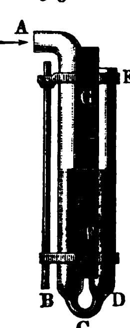
für Wasser und Wind zugleich gelten, da dies aber nur annähernd richtig ist, so können wir auch erwarten, daß die Coefficienten α für die Wind- und Wassergeschwindigkeit nur ungefähr gleich sind. Was dagegen die Anfangsgeschwindigkeit v_0 anlangt, so fällt diese beim Winde ungefähr $\sqrt{800} = 28,3$ mal so groß aus als beim Wasser, weil die Dichtigkeit des Wassers circa 800mal so groß als die des Windes ist und daher nur eine 800mal so hohe Luftsäule die einfach hohe Wassersäule, sowie der Stoß des $\sqrt{800} = 28,3$mal so schnellen Windes den Stoß des einfach schnellen Wassers ersetzen kann. Dieser große Werth der Constanten v_0 macht es zur Pflicht, den als Anemometer zu gebrauchenden Flügel möglichst leicht zu machen, ihn z. B., nach Combes, vielleicht mit Flittergold zu überziehen, vorzüglich aber mit feinen Stahlaxen in Lagern von Edelsteinen umlaufen zu lassen.

Die Constanten v_0 und α bestimmt man zwar gewöhnlich durch Bewegung oder Umdrehung des Instrumentes in der ruhigen Luft, es ist indessen diese Methode nicht sicher, weil der Stoß einer bewegten Flüssigkeit nicht ganz derselbe ist, wie der Widerstand der ruhigen Flüssigkeit (s. Band I, §. 511). Besser ist es jedenfalls, man sucht diese Constanten durch Beobachtungen in der bewegten Luft selbst zu bestimmen, indem man deren Geschwindigkeit durch leichte Körper (Luftbälle) ausmittelt. Auch kann man hierzu ein Cylindergebläse oder eine andere Kolbenmaschine gebrauchen, wenn man das Instrument in eine weite Röhre bringt, durch die der Wind mittels des niedergehenden Kolbens ausgeblasen wird. Die Berechnungen der Constanten aus mehreren zusammengehörigen beobachteten Werthen von v und u sind wie in Band I, §. 491 zu führen.

§. 341 Die Pitot'sche Röhre (s. Band I, §. 492) läßt sich ebenfalls mit großer Bequemlichkeit als Anemometer gebrauchen, sie ist aber dann gewöhnlich

unter dem Namen das „Lind'sche Anemometer" bekannt. Die specielle Einrichtung eines solchen Instrumentes ist aus Fig. 586 zu ersehen. *AB* und *DE* sind zwei aufrechtstehende etwa 5 Linien weite mit Wasser anzufüllende Glasröhren, und *BCD* ist eine enge krumme Verbindungsröhre zwischen beiden von etwa nur $^1/_2$ Linie Weite, endlich ist *FG* eine Scala zur Abnahme der Wasserstände. Wird nun das Mundstück *A* dem Winde entgegengestellt, so drückt dessen Kraft die Wassersäule in *AB* nieder und die in *DE* eben so viel empor, es läßt sich nun an der zwischenbefindlichen Scala der Niveauabstand *h* zwischen beiden ablesen und hieraus wieder die Geschwindigkeit *v* des Windes berechnen, indem man setzt:

Fig. 586.



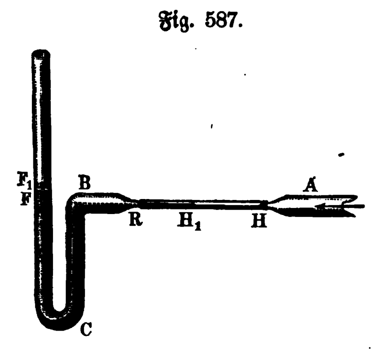
$$v = v_0 + \alpha \sqrt{h},$$

wobei v_0 und α Erfahrungsconstanten ausdrücken.

Dieses Instrument ist jedoch in seinem Gebrauche höchst eingeschränkt, da es mäßige Windgeschwindigkeiten durch sehr kleine Wassersäulen ausdrückt, welche sich nur mit sehr großer Unsicherheit ablesen lassen. Z. B. eine Windgeschwindigkeit von 20 Fuß wird durch einen Anemometerstand *h* von circa 1,1 Linie angegeben. Um diesem Uebelstande abzuhelfen und das Instrument auch bei mittleren Windgeschwindigkeiten gebrauchen zu können, sind von Robison und Wollaston folgende Verbesserungen angebracht worden.

Bei dem Anemometer von Robison ist eine enge horizontale Röhre *HR*, Fig. 587, zwischen dem Mundstücke *A* und dem aufrechtstehenden Röhrenschenkel *BC* eingesetzt, und man gießt vor dem Gebrauche so viel Wasser zu, daß der Wasserspiegel *F* mit *HR* in einerlei Niveau kommt und das Wasser zugleich die enge Röhre bis *H* anfüllt. Wird nun *A* dem Winde entgegengerichtet, so treibt derselbe das Wasser in der engen Röhre zurück und es erhebt sich über dem Niveau von *HB* eine dem Windstoße das Gleichgewicht haltende Wassersäule, deren Höhe FF_1 gemessen wird durch die Länge HH_1 der zurückgedrängten liegenden Wassersäule. Sind *d* und d_1 die Weiten und *h* und h_1 die Höhen der Wassersäulen FF_1 und HH_1, so hat man:

Fig. 587.



$$\frac{\pi d^2}{4} h = \frac{\pi d_1^2}{4} h_1,$$

und daher:

$$h = \left(\frac{d_1}{d}\right)^2 h_1.$$

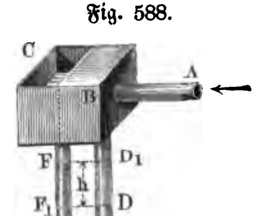
sowie:

$$h_1 = \left(\frac{d}{d_1}\right)^2 h.$$

Es fällt also h_1 stets im Verhältnisse $\left(\frac{d}{d_1}\right)^2$ größer als h aus, und kann daher mit mehr Sicherheit beobachtet werden als h. Ist z. B. $\frac{d}{d_1} = 5$, so giebt die enge Röhre die Höhe FF_1 schon 25fach an.

Endlich läßt sich auch durch das in Fig. 588 abgebildete Differenzial-Anemometer von Wollaston die Geschwindigkeit des Windes mit erhöhter Genauigkeit messen. Dasselbe besteht aus zwei Gefäßen B und C und aus einer gebogenen Röhre DEF, welche beide Gefäße von unten mit einander in Verbindung setzt. Das eine dieser Gefäße ist oben verschlossen und hat ein Seitenmundstück A, welches dem Winde entgegengerichtet wird. Die Füllung des Instrumentes besteht aus Wasser und Oel; das erstere füllt jeden der beiden Schenkel ungefähr bis zur Hälfte, das letztere aber nimmt den übrigen Theil der Röhre ein und füllt auch beide Gefäße zum Theil an. Durch den Windstoß stellt sich das Wasser in dem einen Schenkel höher als in dem anderen, und es wird der Kraft dieses Stoßes durch die Differenz der Drücke von der Wassersäule FF_1 und von der Oelsäule DD_1 das Gleichgewicht halten. Setzen wir die gemeinschaftliche Höhe dieser Flüssigkeitssäulen, $= h$, und das specifische Gewicht des Oeles, $= \varepsilon$, so haben wir in der letzten Formel statt h, $h\,(1 - \varepsilon)$ und daher

Fig. 588.



$$v = v_0 + \alpha \sqrt{(1 - \varepsilon)\, h}$$

zu setzen. Z. B. wenn die obere Füllung aus Leinöl besteht, da für dasselbe $\varepsilon = 0{,}94$ ist:

$$v = v_0 + \alpha \sqrt{(1 - 0{,}94)\, h} = v_0 + \alpha \sqrt{0{,}06 \,.\, h} = v_0 + 0{,}245\, \alpha \sqrt{h}.$$

Es ist also dann $h = {}^{100}/_6 = 16^2/_3$mal so groß als bei einer einfachen Wasserfüllung. Durch Mischung des Wassers mit Alkohol läßt sich die Dichtigkeit des Wassers der des Oeles noch näher bringen, und daher $1 - \varepsilon$ noch mehr herabziehen, oder die abzulesende Niveaudifferenz und daher auch die Genauigkeit des Ablesens noch mehr vergrößern.

Auch hat man mehrere Anemometer vorgeschlagen und zu gebrauchen §. 342
gesucht, welche dem Stromquadranten (s. Band I, §. 493) ähnlich sind und mit demselben einerlei Princip haben, jedoch hierbei die Kugeln durch dünne Scheiben ersetzt. Jedenfalls ist aber eine hohle Blechkugel noch besser als eine ebene Scheibe, weil der Windstoß gegen die Kugel bei allen Neigungen der Stange, woran dieselbe aufgehangen ist, derselbe bleibt, wogegen er sich bei der Scheibe mit der Neigung derselben ändert; während bei Anwendung einer Kugel die Formel

$$v = \psi \sqrt{tang. \beta}$$

(wo β die Abweichung der Stange von der Verticalen bezeichnet) genügt, ist bei Anwendung einer Scheibe ein complicirterer Ausdruck zur Berechnung der Geschwindigkeit zu gebrauchen.

Endlich hat man auch die Windgeschwindigkeit durch den Stoß, welchen der Wind unmittelbar gegen eine ebene, ihm normal entgegengerichtete Fläche ausübt, zu messen gesucht, und dazu Anemometer angewendet, welche dem in Band I, §. 494 abgebildeten und beschriebenen Hydrometer mehr oder weniger ähnlich sind. Wäre das Gesetz des Windstoßes vollständig bekannt und sicher begründet, so würde sich mit Hülfe eines solchen Anemometers die Geschwindigkeit des Windes ohne weitere Untersuchung bestimmen lassen; allein dem ist nicht so, es führen vielmehr die in Band I, §. 510 aufgestellten Formeln und der in §. 512 angegebene Coefficient nur auf Näherungswerthe. Behalten wir dieselben indessen hier bei, setzen wir also den Windstoß

$$P = \zeta \cdot \frac{v^2}{2g} F\gamma, = 1{,}86 \cdot \frac{v^2}{2g} F\gamma,$$

oder, für das preußische Maß, wo $\frac{1}{2g} = 0{,}016$ ist,

$$P = 0{,}02976\, v^2 F\gamma,$$

oder, wenn wir noch die Winddichtigkeit $\gamma = \frac{61{,}74}{800} = 0{,}07717$ Pfund einsetzen,

$$P = 0{,}002297\, v^2 F,$$

also, wenn der Inhalt der gestoßenen Fläche einen Quadratfuß beträgt, den Windstoß

$$P = 0{,}002297\, v^2 \text{ Pfund},$$

sowie umgekehrt, die Windgeschwindigkeit

$$v = \sqrt{\frac{P}{0{,}002297}} = 20{,}87 \sqrt{P} \text{ Fuß}.$$

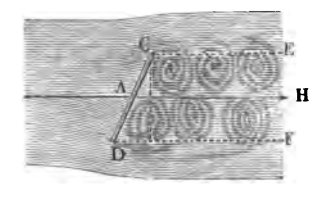
Hiernach ist die auf umstehender Seite enthaltenen Tabelle berechnet worden.

Für die Geschwindigkeiten v =	10	15	20	25	30	35	40	45	50 Fuß.
sind hiernach die Windstöße auf 1 Quadratfuß =	0,2297	0,5168	0,919	1,436	2,067	2,814	3,675	4,651	5,7425 Pfd.

Durch Multiplication mit dem Inhalte der gestoßenen Fläche läßt sich hiernach der Normalstoß des Windes gegen jede ebene Fläche leicht berechnen.

§. 343 **Grösse des Windstosses.** Wir haben nun die Größe und Leistung des Windstoßes bei den Flügelrädern der Windmühlen näher zu studiren. Denken wir uns in dieser Absicht die ganze Flügelfläche durch Normalebenen auf der Flügel- oder Ruthenaxe in lauter schmale Theile oder Elemente zerschnitten und stelle CD, Fig. 589, ein solches Element vor. Wegen der bedeutenden Größe und zumal wegen der großen Länge einer Flügelfläche können wir annehmen, daß alle in der Richtung AH ankommenden Windelemente der gegen die Fläche CD anrückenden Windsäule durch den Stoß in entgegengesetzten Richtungen parallel zu CD abgelenkt werden, und deshalb auch von den Formeln in Band I, §. 502 Gebrauch machen.

Fig. 589.



Bezeichnet c die Windgeschwindigkeit und v die Flügelgeschwindigkeit, sowie Q das Windquantum, welches pr. Secunde gegen CD anstößt, ferner γ die Dichtigkeit des Windes und α den Winkel CAH, welchen die Windrichtung mit CD einschließt, so haben wir unter der Voraussetzung, daß die Fläche CD in der Richtung des Windes ausweicht, nach dem angeführten Paragraphen, den Normalstoß des Windes gegen CD:

$$N = \frac{c - v}{g} \sin. \alpha \,.\, Q \gamma.$$

Das zum Stoße gelangende Windquantum Q ist hier, wo der Querschnitt $\overline{CN} = G$ des Stromes die ganze Stoßfläche einnimmt, nicht $= Gc$, sondern nur $G\,(c - v)$ zu setzen, da die mit der Geschwindigkeit v ausweichende Fläche pr. Secunde einen Raum $\overline{Gv}$ hinter sich offen läßt, der vom nachfolgenden Windquantum $\overline{Gc}$ den Theil $\overline{Gv}$ aufnimmt, ohne eine

Richtungsveränderung zu erleiden. Es ist daher der Normalstoß auch zu setzen:

$$N = \frac{c - v}{g} \, sin. \alpha \, . (c - v) \, G \gamma = \frac{(c - v)^2}{g} \, sin. \alpha \, . \, G \gamma,$$

oder, wenn F den Inhalt des Elementes CD bezeichnet und $G = F \, sin. \alpha$ eingeführt wird,

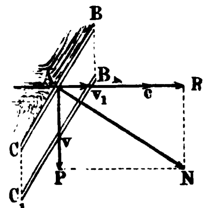
$$N = \frac{(c - v)^2}{g} \, sin. \alpha^2 \, F \gamma.$$

Außer diesem Stoße gegen die Vorderfläche von CD findet noch eine Wirkung an der Hinterfläche von CD statt, da ein Theil des in den Richtungen CE und DF an dem Umfange der Fläche vorbeigehenden Windes zur Ausfüllung des Raumes hinter CD eine wirbelnde Bewegung annimmt, und dabei den der relativen Geschwindigkeit $(c - v) \, sin. \alpha$ entsprechenden Druck $\frac{(c - v)^2}{g} \, sin. \alpha^2 \, . \, F \gamma$ verliert. Wenn man beide Wirkungen vereinigt, so bekommt man zuletzt die vollständige Normalkraft des Windes gegen das Flügelelement F:

$$N = \frac{(c - v)^2}{g} \, sin. \alpha^2 F \gamma + \frac{(c - v)^2}{2 g} \, sin. \alpha^2 \, F \gamma = 3 \cdot \frac{(c - v)^2}{2 g} \, sin. \alpha^2 \, F \gamma.$$

Vortheilhafteste Stosswinkel. Bei Anwendung dieser Formel auf die Windräder haben wir zu berücksichtigen, daß der Windflügel BC, Fig. 590, nicht in der Richtung AR des Windes, sondern in einer Richtung AP rechtwinkelig darauf umläuft, es ist daher auch in der Formel §. 344

Fig. 590.



$$N = 3 \cdot \frac{(c - v)^2}{2 g} \, sin. \alpha^2 \, . \, F \gamma$$

für den Normalstoß statt v die Geschwindigkeit $\overline{Av_1} = v_1$ einzusetzen, mit welcher der Flügel in Hinsicht auf die Windrichtung ausweicht. Bezeichnet hier v die wirkliche Umdrehungsgeschwindigkeit $\overline{Av}$, so haben wir für $\overline{Av_1} = v_1 = v \, . \, cotang. \, \overline{Av_1 v} = v \, cotang. \, \alpha$ und daher für den vorliegenden Fall:

$$N = 3 \cdot \frac{(c - v \, cotang. \, \alpha)^2}{2 g} \cdot sin. \alpha^2 F \gamma$$

oder

$$N = 3 \, \frac{(c \, sin. \alpha - v \, cos. \alpha)^2}{2 g} F \gamma.$$

Diesen Normalstoß zerlegt man in zwei Seitenkräfte P und R, eine in

der Umdrehungs- und die andere in der Axenrichtung des Flügelelementes wirkend, und es ist

$$P = N \cos.\alpha = 3\,\frac{(c \sin.\alpha - v \cos.\alpha)^2}{2g} \cos.\alpha\,.\,F\gamma,$$

dagegen

$$R = N \sin.\alpha = 3\,\frac{(c \sin.\alpha - v \cos.\alpha)^2}{2g} \sin.\alpha\,.\,F\gamma.$$

Durch Multiplication mit der Umdrehungsgeschwindigkeit v folgt aus der Formel für P die mechanische Leistung des Windrades:

$$L = Pv = 3\,\frac{(c \sin.\alpha - v \cos.\alpha)^2}{2g} v \cos.\alpha\,.\,F\gamma;$$

was dagegen die Axen- oder sogenannte Parallelkraft R anlangt, so verrichtet dieselbe keine Arbeit, sondern sie sucht das Rad fortzuschieben, drückt deshalb die Grundfläche seines hinteren Zapfens gegen das Widerlager und giebt durch die hieraus entspringende Reibung zu einem besonderen Arbeitsverluste Veranlassung.

Die letzte Formel zeigt uns allerdings an, wie es sich jedoch auch von selbst versteht, daß die Leistung mit der Windgeschwindigkeit c und mit dem Inhalte F des Flächenstücks wächst, dagegen ist aus ihr nicht sogleich zu ersehen, welchen Einfluß der Stoßwinkel α auf den Werth der Leistung hat. Damit L nicht Null ausfalle, muß aber $c \sin.\alpha > v \cos.\alpha$, d. i. $tang.\alpha > \frac{v}{c}$ und $\cos.\alpha > 0$, also $\alpha < 90^0$ sein. Es muß also zwischen den Grenzen $tang.\alpha > \frac{v}{c}$ und $\alpha < 90^0$ ein Werth von α einem Maximo von L entsprechen. Um diesen Werth zu finden, setzen wir statt α, $\alpha \pm x$, wo x eine sehr kleine Größe bedeutet. Hiernach erhalten wir:

$\sin.(\alpha \pm x) = \sin.\alpha \cos.x \pm \cos.\alpha \sin.x$, oder $\cos.x = 1$

und, $\sin.x = x$ eingesetzt,

$\sin.(\alpha \pm x) = \sin.\alpha \pm x \cos.\alpha$,

ferner:

$\cos.(\alpha \pm x) = \cos.\alpha \cos.x \mp \sin.\alpha \sin.x = \cos.\alpha \mp x \sin.\alpha$,

und diese Werthe geben uns für die Leistung

$$L = \frac{3\,c^2 v}{2g} F\gamma \left(\sin.\alpha - \frac{v}{c} \cos.\alpha\right)^2 \cos.\alpha$$

den Ausdruck:

$$L_1=\frac{3c^2v}{2g}F\gamma\left[\left(sin.\alpha\pm x\,cos.\alpha-\frac{v}{c}(cos.\alpha\mp x\,sin.\alpha)\right)^2(cos.\,\alpha\mp x\,sin.\,\alpha)\right]$$

$$=\frac{3c^2v}{2g}F\gamma\left[sin.\alpha-\frac{v}{c}cos.\alpha\pm\left(cos.\alpha+\frac{v}{c}sin.\alpha\right)x\right]^2(cos.\alpha\mp x\,sin.\alpha)$$

$$=\frac{3c^2v}{2g}F\gamma\left(\left(sin.\alpha-\frac{v}{c}cos.\alpha\right)^2cos.\alpha\right.$$

$$\left.\pm\left[2\left(sin.\alpha-\frac{v}{c}cos.\alpha\right)\left(cos.\alpha+\frac{v}{c}sin.\alpha\right)cos.\alpha-\left(sin.\alpha-\frac{v}{c}cos.\alpha\right)^2sin.\alpha\right]x+\text{rc.}\right)$$

$$=L\pm\frac{3c^2v}{2g}F\gamma\left(\left[2\left(sin.\,\alpha-\frac{v}{c}cos.\,\alpha\right)\left(cos.\alpha+\frac{v}{c}sin.\alpha\right)cos.\alpha\right.\right.$$

$$\left.\left.-\left(sin.\alpha-\frac{v}{c}cos.\,\alpha\right)^2sin.\,\alpha\right]x+\text{rc.}\right),$$

Damit α den Maximalwerth gebe, muß L_1 kleiner als L ausfallen, man mag α um x größer oder kleiner, d. i. x positiv oder negativ nehmen. Nun giebt aber die letzte Formel in einem Falle $L_1 > L$ und im anderen $< L$, so lange das zweite Glied $\pm\frac{3c^2v}{2g}F\gamma\,[\ldots]\,x$ reell ist; es ist daher zur Erlangung des Maximalwerthes nöthig, daß dieses zweite Glied Null, also

$$2\left(sin.\alpha-\frac{v}{c}cos.\alpha\right)\left(cos.\alpha+\frac{v}{c}sin.\alpha\right)cos.\alpha-\left(sin.\alpha-\frac{v}{c}cos.\alpha\right)^2sin.\,\alpha=0,$$

oder

$$2\left(cos.\,\alpha+\frac{v}{c}sin.\,\alpha\right)cos.\,\alpha=\left(sin.\,\alpha-\frac{v}{c}cos.\,\alpha\right)sin.\,\alpha,$$

oder

$$sin.\,\alpha^2-\frac{3v}{c}sin.\,\alpha\,cos.\,\alpha=2\,cos.\,\alpha^2 \text{ sei.}$$

Durch $cos.\,\alpha^2$ dividirt und $\frac{sin.\,\alpha}{cos.\,\alpha}=tang.\,\alpha$ eingesetzt, ergiebt sich

$$tang.\,\alpha^2-\frac{3v}{c}tang.\,\alpha=2,$$

woraus nun für den die Maximalleistung versprechenden Winkel folgt:

$$tang.\,\alpha=\frac{3v}{2c}+\sqrt{\left(\frac{3v}{2c}\right)^2+2}.$$

Da bei einem und demselben Flügel die entfernteren Elemente eine größere Geschwindigkeit besitzen, als die der Umdrehungsaxe näherstehenden, so folgt hieraus, daß den entfernteren Flügeltheilen ein größerer Stoßwinkel zu ertheilen ist, als den näheren, um eine möglichst große Leistung zu erhalten.

Es sind also die Flügel nicht eben, sondern windschief (franz. gauches; engl. warped) und zwar so herzustellen, daß die äußeren Theile weniger als die inneren von der Umdrehungsebene abweichen.

Anmerkung. Die vortheilhaftesten Stoßwinkel eines Flügels lassen sich auch leicht durch folgende Construction finden. Man nehme CB, Fig. 591, $= 1$, setze rechtwinkelig darauf: $CA = \sqrt{2} =$ der Diagonale eines Quadrates über CB, und ziehe AB. Dann ist

Fig. 591.

$$tang. ABC = \sqrt{2}, \text{ und daher}$$
$$\angle ABC = 54^0 44' 8'',$$

d. i. der Stoßwinkel der ganz nahe an der Umdrehungsaxe liegenden Flügelelemente. Setzen wir nun in

$$y = \frac{3 \omega x}{2 c}$$

für c die Wind-, sowie für ω die Winkelgeschwindigkeit und für x nach und nach die Entfernungen der Flügelsprossen von der Umdrehungsaxe ein, und tragen wir die so erhaltenen Werthe von y als CD_1, CD_2, CD_3 u. s. w. auf die CB von C aus auf; ziehen wir ferner die Hypotenusen AD_1, AD_2, AD_3 u. s. w. und verlängern wir dieselben so, daß $D_1E_1 = CD_1$, $D_2E_2 = CD_2$, $D_3E_3 = CD_3$ u. s. w. wird; legen wir endlich AE_1, AE_2, AE_3 u. s. w. auf die Richtung von AC als AC_1, AC_2, AC_3 u. s. w. auf, errichten in C_1, C_2, C_3 u. s. w. die Perpendikel C_1B_1, C_2B_2, C_3B_3 u. s. w. $= CB = 1$, und ziehen AB_1, AB_2, AB_3 u. s. w., so erhalten wir in AB_1C_1, AB_2C_2, AB_3C_3 u. s. w. die gesuchten Stoßwinkel, denn es ist:

$$tang. AB_1C_1 = \frac{AC_1}{B_1C_1} = \frac{AE_1}{1} = D_1E_1 + AD_1 = y_1 + \sqrt{y_1^2 + 2},$$

$$tang. AB_2C_2 = \frac{AC_2}{B_2C_2} = \frac{AE_2}{1} = D_2E_2 + AD_2 = y_2 + \sqrt{y_2^2 + 2}, \text{ etc.}$$

§. 345 **Leistung der Windräder.** Die Formel für den zweckmäßigsten Stoßwinkel läßt sich auch umkehren, um die einer gegebenen Flügelstellung (α) entsprechende vortheilhafteste Umdrehungsgeschwindigkeit zu finden. Es ist hiernach:

$$tang. \alpha^2 - \frac{3 v}{c} tang. \alpha = 2,$$

und daher sehr einfach:

$$v = \left(\frac{tang. \alpha^2 - 2}{tang. \alpha}\right) \cdot \frac{c}{3} = (tang. \alpha - 2 \, cotang. \alpha) \frac{c}{3} \cdot$$

Setzt man diesen Werth in die Leistungsformel ein, so bekommt man dann:

$$L = \frac{3c^2}{2g} F\gamma \cdot \frac{tang.\alpha^2 - 2}{tang.\alpha} \cdot \frac{c}{3} \cdot \left(sin.\alpha - \frac{tang.\alpha^2 - 2}{3\,tang.\alpha}\, cos.\alpha\right)^2 cos.\alpha$$

$$= {}^4/_9 \cdot \frac{c^3}{2g} F\gamma \cdot \frac{(tang.\alpha^2 - 2)\,cos.\alpha^2}{sin.\alpha^3} = {}^4/_9\, \frac{c^3}{2g} F\gamma \cdot \frac{(3\,sin.\alpha^2 - 2)}{sin.\alpha^3}.$$

Die theoretische Leistung eines Windrades läßt sich hiernach für jede gegebene Wind- und Umdrehungsgeschwindigkeit berechnen. Aus der gegebenen Umdrehungszahl u pr. Minute folgt zunächst die Winkelgeschwindigkeit $\omega = \frac{\pi u}{30} = 0{,}10472 \,.\, u.$ Theilt man nun die ganze Windruthenlänge in sieben gleiche Theile, und läßt man, wie gewöhnlich, den Flügel im ersten Theilpunkte anfangen, so daß seine eigentliche Länge $^6/_7\, l$ ausfällt, so kann man nun sehr leicht mit Hülfe der Formel

$$tang.\alpha = \frac{3v}{2c} + \sqrt{\left(\frac{3v}{2c}\right)^2 + 2}$$

die jedem der sieben Theilpunkte des Flügels entsprechenden vortheilhaftesten Stoßwinkel $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2 \ldots$ berechnen, indem man nach und nach

$$v_0 = \omega \cdot \frac{l}{7},\ v_1 = \omega \cdot \frac{2l}{7},\ v_2 = \omega \cdot \frac{3l}{7} \cdots \text{bis } v_6 = \omega \cdot \frac{7l}{7}$$

oder ωl einführt.

Sind nun noch $b_0, b_1, b_2 \ldots b_6$ die durch diese Theilpunkte zu legenden Flügelbreiten, so können wir mit Hülfe der Simpson'schen Regel aus

$$\left(\frac{3\,sin.\alpha_0^2 - 2}{sin.\alpha_0^3}\right) b_0, \left(\frac{3\,sin.\alpha_1^2 - 2}{sin.\alpha_1^3}\right) b_1, \left(\frac{3\,sin.\alpha_2^2 - 2}{sin.\alpha_2^3}\right) b_2 \text{ u. s. w.}$$

einen Mittelwerth k berechnen und bekommen daher mit Hülfe desselben die ganze Flügelleistung:

$$L = {}^4/_9\, k\gamma \,.\, {}^6/_7\, l \cdot \frac{c^3}{2g},$$

oder allgemeiner, wenn l_1 die eigentliche Flügellänge bezeichnet:

$$L = {}^4/_9\, \gamma k l_1 \frac{c^3}{2g}.$$

Wäre der Flügel eben, hätte er also an allen Stellen einen und denselben Stoßwinkel α, so würde man mittels $v_0 = \frac{\omega l}{7},\ v_1 = \omega \cdot \frac{2l}{7}$ u. s. w. zunächst die entsprechenden Werthe

$$\left(sin.\alpha - \frac{v_0}{c} cos.\alpha\right)^2 \frac{v_0}{c}\, cos.\alpha \,.\, b_0,$$

$$\left(sin.\alpha - \frac{v_1}{c} cos.\alpha\right)^2 \frac{v_1}{c}\, oos.\alpha \,.\, b_1 \text{ u. s. w.}$$

zu berechnen, aus diesen wieder durch Anwendung der Simpson'schen Regel den Mittelwerth k_1 zu ermitteln und denselben zuletzt in die Formel

$$L = 3\,\gamma k_1 . l_1 \cdot \frac{c^3}{2g}$$

einzusetzen haben.

Ist n die Anzahl der Flügel, so hat man allerdings den letzten Werth noch hiermit zu multipliciren, um die ganze theoretische Radleistung zu erhalten, also

$$L = 3\,n\gamma k_1 l_1 \frac{c^3}{2g}$$

zu setzen.

Beispiel 1. Welche Stoßwinkel erfordert ein Flügelrad bei 20 Fuß Windgeschwindigkeit, wenn dasselbe aus vier Flügeln von je 24 Fuß Länge und 6 bis 9 Fuß Breite besteht, und wenn es in der Minute 16 Umdrehungen macht. Wie groß ist ferner die theoretische Leistung dieses Rades?

Zunächst ist die Winkelgeschwindigkeit $\omega = 0{,}10472 . 16 = 1{,}6755$ Fuß, und ist die Entfernung der innersten Flügelsprosse von der Wellenaxe = 4 Fuß, also die ganze Ruthenlänge $l = 24 + 4 = 28$ Fuß, so hat man:

Für die Entfernungen:	4	8	12	16	20	24	28 Fuß
die Geschwindigkeiten:	6,702	13,404	20,106	26,808	33,510	40,212	46,914 Fß.
die Tangenten der Stoßwinkel	2,004	2,740	3,575	4,469	5,397	6,347	7,311
die Stoßwinkel	63° 29′	69° 57′	74° 22′	77° 23′	79° 30′	81° 3′	82° 13′
Werthe $\frac{3\,sin.\,\alpha^2 - 2}{sin.\,\alpha^3}$:	0,5612	0,7810	0,8759	0,9220	0,9472	0,9622	0,9716
die Flügelbreiten . . .	6,0	6,5	7,0	7,5	8,0	8,5	9,0 Fuß
die Producte aus den letzten beiden Größen	3,367	5,076	6,131	6,915	7,578	8,179	8,744

Aus den letzten Producten folgt nun der Mittelwerth:

$$k = \frac{3{,}367 + 8{,}744 + 4 . (5{,}076 + 6{,}915 + 8{,}179) + 2 . (6{,}131 + 7{,}578)}{18}$$

$$= \frac{12{,}111 + 80{,}680 + 27{,}418}{18} = \frac{120{,}209}{18} = 6{,}678,$$

und führen wir nun noch $\gamma = \frac{61{,}75}{800} = 0{,}0772$ Pfund, $^6/_7\, l = 24$ sowie $\frac{c^3}{2g} = 0{,}016 . 20^3 = 128$ ein, so bekommen wir die Leistung dieses Windrades:

$L = 4 . {}^4/_9 . 6{,}678 . 0{,}0772 . 24 . 128 = 11{,}872 . 1{,}85 . 128 = 2811$ Fußpfund $= 5{,}9$ Pferdekräfte.

Beispiel 2. Welche Leistung ist von einem Windrade zu erwarten, welches aus vier ebenen Flügeln besteht und bei dem Stoßwinkel von 75° die übrigen Dimensionen und Verhältnisse mit dem Rade im vorigen Beispiele gemeinschaftlich hat?

Man hat hier:

die Geschwindigkeitsverhältnisse $\frac{v}{c}$	0,3351	0,6702	1,0053	1.3404	1,6755	2,0106	2,3457
die Differenzen: $sin. \alpha - \frac{v}{c} cos. \alpha$ . .	0,8792	0,7925	0,7057	0,6190	0,5323	0,4456	0,3588
die Breiten b	6,0	6.5	7,0	7,5	8,0	8,5	9,0 Fuß
die Producte $(sin. \alpha - \frac{v}{c} cos. \alpha)^2 . \frac{v}{c} cos. \alpha . b$: . . .	0,4023	0,7081	0,9071	0,9969	0,9830	0,8783	0,7034

Aus den letzten Producten ergiebt sich mittels der Simpson'schen Regel der Mittelwerth:

$$k_1 = \frac{1}{18}[0,4023 + 0,7034 + 4(0,7081 + 0,9969 + 0,8783) + 2(0,9071 + 0,9830)]$$

$$= \frac{1}{18}(1,1057 + 10,3332 + 3,7802) = \frac{15,2191}{18} = 0,8455,$$

und hieraus folgt die gesuchte Leistung:

$L = 4 . 3 . 0,8455 . 0,0772 . 24 . 128 = 2408$ Fußpfund $= 5$ Pferdekräfte,

wogegen das Rad mit windschiefen Flügeln $L = 5,9$ Pferdekräfte verspricht.

Reibungsverlust der Windräder. Einen bedeutenden Theil des Arbeitsvermögens, welches ein Flügelrad dem Winde abgewinnt, geht durch die Reibung am Halse des Rades verloren, zumal wenn, wie gewöhnlich, dieser sehr stark ist. Wir können annehmen, daß das ganze Gewicht des Flügelrades im Halse unterstützt sei und den Druck am hinteren Zapfen ganz unberücksichtigt lassen; wenn nun auch dadurch eine etwas zu große Reibung gefunden wird, so wird sie durch Außerachtlassung der Reibung an der Basis des hinteren Zapfens, welche aus dem Windstoße in axialler Richtung entspringt, ungefähr wieder ausgeglichen. Da der hintere Zapfen viel schwächer ist, als der Hals- oder vordere Zapfen, so wird diese Vereinfachung um so eher erlaubt sein. Dies vorausgesetzt, erhalten wir nun aus dem Gewichte G des ganzen Flügelrades die entsprechende Reibung $F = \varphi G$, und ist nun noch r der Halbmesser des Halses, also ωr die Geschwindigkeit der Reibung, so folgt die Arbeit dieser Reibung: §. 346

$$F\omega r = \varphi G \omega r = 0{,}1047 \,.\, u \varphi G r = \varphi G \frac{r}{l} v,$$

wenn v die Umfangsgeschwindigkeit des Rades bezeichnet.

Dies vorausgesetzt, können wir nun die effective Leistung eines Windrades mit ebenen Flügeln setzen:

$$L = 3 n \gamma k_1 l_1 \cdot \frac{c^3}{2g} - \varphi G \frac{r}{l} v,$$

und die eines solchen Rades mit windschiefen Flügeln:

$$L = {}^4/_9\, n \gamma k l_1 \cdot \frac{c^3}{2g} - \varphi G \frac{r}{l} v.$$

Aus der Formel $L = \frac{3\,(c \sin. \alpha - v \cos. \alpha)^2}{2g} v \cos. \alpha \,.\, F \gamma$ für die theoretische Leistung eines Flügelelementes läßt sich der Einfluß der Flügelgeschwindigkeit auf die theoretische Radleistung erkennen, namentlich auch finden, daß für $v \cos. \alpha = \frac{c \sin \alpha}{3}$ (vergl. Band II, §. 219), d. i. für

$$v = \frac{c\, tang.\, \alpha}{3}$$

dieselbe ein Maximum wird. Führt man nun aber diesen Werth in der angeführten Formel ein, so erhält man

$$L = 3 \,.\, {}^4/_{27} \,.\, \frac{c^3 \sin. \alpha^3}{2g} F \gamma,$$

und es ist nun hieraus zu entnehmen, daß die Leistung am größten ausfällt, wenn der Stoßwinkel $\alpha = 90^0$, also $v = \infty$ wird. Dieser Forderung kann aber aus dem Grunde nicht Genüge geleistet werden, weil schon bei einer nicht übermäßig großen Umdrehungsgeschwindigkeit die Nebenhindernisse, namentlich aber die Halsreibung, so viel Arbeit consumiren, daß für die effective oder Nutzleistung nichts mehr übrig bleibt. Es ist also bei einer großen Umdrehungszahl eine große Nutzleistung zu erwarten, jedoch in gegebenen Fällen stets besonders zu untersuchen, bei welcher Umdrehungszahl die Nutzleistung, welche die theoretische Leistung nach Abzug der Arbeit der Reibung noch übrig läßt, ein Maximum wird, und dies kann nur dadurch geschehen, daß man für eine Reihe von Umdrehungszahlen diese Leistungen wirklich berechnet, und aus diesen die größte herausnimmt oder durch Interpolation ermittelt.

Beispiel. Wenn die armirte Flügelwelle des in den Beispielen des vorigen Paragraphen betrachteten Rades 7500 Pfund wiegt, ferner der Halbmesser ihres Halses, $r = {}^1/_3$ Fuß mißt, und der Reibungscoefficient $\varphi = 0{,}1$ angenommen wird, so hat man die durch die Halsreibung verloren gehende mechanische Leistung:

$L_1 = 0{,}1 . 7500 . \omega r = 750 . {}^1/_3 . 1{,}6755 = 250 . 1{,}6755 = 419$ Fußpfund;
es bleibt also beim Rade mit windschiefen Flügeln die Nutzleistung

$L = 2811 - 419 = 2392$ Fußpfund,

d. i. circa 85 Procent übrig. Bei den hölzernen Wellen sind aber die Hälse noch einmal so stark, und es ist daher hier der Arbeitsverlust durch die Reibung doppelt, die Nutzleistung also nur 70 Procent der theoretischen.

Erfahrungen über Windräder. Sichere, namentlich zur Prüfung der Theorie vollkommen genügende Beobachtungen sind an Windmühlen bis jetzt noch gar nicht gemacht worden; es fehlt zwar nicht an Angaben über die Leistungen verschiedener Windmühlen, allein dieselben sind meist zur Beurtheilung des Wirkungsgrades dieser Maschinen nicht hinreichend, da sie die Windgeschwindigkeit entweder ganz unbestimmt lassen oder dieselbe nicht mit hinreichender Genauigkeit ausdrücken. Am vollständigsten sind noch die Angaben von Coulomb und Smeaton; neuere Beobachtungen ähnlicher Art fehlen aber ganz. Coulomb stellte seine Beobachtungen an einer der vielen Windmühlen in der Umgebung von Lille an; es lassen sich aber aus denselben ziemlich sichere Folgerungen ziehen, weil diese Mühle ein zum Auspressen des Rübsamenöles dienendes Pochwerk in Bewegung setzte, dessen Nutzleistung sich sehr leicht berechnen läßt. Die vier Radflügel dieser Mühle waren nach holländischer Art, windschief, mit den Stoßwinkeln von $63^3/_4{}^0$ bis $81^1/_4{}^0$, und jeder von ihnen hatte ungefähr $2 . 10 = 20$ Quadratmeter Inhalt. Die Versuche wurden bei Windgeschwindigkeiten von 2,27 Meter bis 9,1 Meter und bei Umfangsgeschwindigkeiten von 7 bis 22 Meter angestellt, und stimmten nach den Berechnungen von Coriolis (s. dessen Calcul de l'effet des machines) im Mittel ziemlich mit der oben entwickelten Theorie, nach welcher der Windstoß normal gegen ein Flügelelement F: §. 347

$$N = 3 . \frac{(c \sin. \alpha - v \cos. \alpha)^2}{2g} F\gamma$$

ist, überein. Es ist übrigens leicht zu ermessen, daß bei den besseren Constructionen mit schiefen Flügeln der Mittelwerth von $\frac{3 \sin. \alpha^2 - 2}{\sin. \alpha^3}$ nicht bedeutend abweichen kann von demjenigen, welcher sich aus dem ersten Beispiele in §. 345 $= 0{,}880$ berechnet; führen wir aber diesen in die allgemeine Formel ein, so erhalten wir folgenden höchst einfachen Ausdruck für die Leistung eines Windrades:

$$L = {}^4/_9 . 0{,}88 . 0{,}0772 . n F \frac{c^3}{2g} = 0{,}000483\, n F c^3 \text{ Fußpfund.}$$

Das Mittel aus den Coulomb'schen Beobachtungen giebt

$$L = 0{,}026\, n F c^3 \text{ Kilogrammmeter,}$$

oder im preußischen Maße,

$$= 0{,}000507\, n F c^3 \text{ Fußpfund},$$

also in guter Uebereinstimmung mit der theoretischen Bestimmung. Der Sicherheit wegen nimmt man vielleicht am besten

$$L = 0{,}00047\, n F c^3 \text{ Fußpfund an.}$$

Diese Formel giebt jedoch nur dann genügend richtige Resultate, wenn die Umfangsgeschwindigkeit ungefähr die vortheilhafteste, nämlich circa $2^1/_2$mal so groß als die Windgeschwindigkeit ist.

Beispiel. Wenn ein Windrad bei einer Windgeschwindigkeit von 16 Fuß eine Leistung von 4 Pferdekräften geben soll, welche Flügelflächen muß dasselbe erhalten? Nach der letzten Formel ist

$$n F = \frac{4\,.\,480}{0{,}00047\,.\,16^3} = \frac{1920000}{1925} = 1000 \text{ Quadratfuß};$$

also bei fünf Flügeln, der Inhalt des einen, $F = 200$ Quadratfuß. Macht man die Länge l_1 eines Flügels 5mal so groß, als seine mittlere Breite b, so hat man hiernach $5\, b^2 = 200$, folglich die Breite jenes Flügels:

$$b = \sqrt[2]{40} = 6^1/_3 \text{ Fuß},$$

und die Länge desselben:

$$l_1 = 5\,.\,6^1/_3 = 31^2/_3 \text{ Fuß}.$$

§. 348 **Smeaton's Regeln.** Smeaton hat sehr ausführliche Versuche über Windräder im Kleinen angestellt. Sein Versuchsrad hatte Arme von 21 Zoll Länge mit Flügeln von 18 Zoll Länge und 5,6 Zoll Breite (engl. Maß). Er ließ dieses Rad nicht durch den Wind in Umdrehung setzen, sondern er bewegte dasselbe in der ruhigen Luft im Kreise herum, weshalb er denn nicht den Windstoß, sondern den Widerstand der Luft gegen das Rad beobachtet hat, wodurch allerdings die Resultate seiner Beobachtungen bedeutend an Werth verlieren. Die Bewegung des Rades gegen den Wind erfolgte durch eine stehende Welle mit einem $5^1/_2$ Fuß langen Querarme, an dessen Ende die Lager des Rades befestigt waren; diese Welle aber erhielt ihre Bewegung durch den Beobachter selbst, und zwar mit Hülfe einer Schnur, welche, wie bei einem Kreisel, vor jedem Versuche auf den stärkeren Theil dieser Welle aufgewickelt wurde. Um den Windstoß oder vielmehr den Widerstand der Luft zu messen, wurde unmittelbar über der stehenden Welle eine Wagschale mit Gewichten an einer sehr feinen Schnur aufgehangen, und das andere Ende dieser Schnur um die Flügelwelle gelegt, so daß sich bei Umdrehung dieser Welle die Schnur auf sie aufwickelte und das Gewicht am ersten Ende dieser Schnur emporhob. Was nun die Ergebnisse dieser Versuche anlangt, so stimmen sie in qualitativer Hinsicht sehr gut mit der Theorie überein, namentlich weisen sie sehr bestimmt nach, daß die windschiefen Flügel mehr Wirkung haben als die ebenen, und daß die durch die Theorie gefundenen Stoßwinkel wirklich die vortheilhaftesten sind. Während wir im

obigen Beispiel zu §. 345 von innen nach außen gegangen und, gleichen Abständen entsprechend, die sieben Stoßwinkel

$$63^0\,29'; \; 69^0\,57'; \; 74^0\,22'; \; 77^0\,23'; \; 79^0\,30'; \; 81^0\,3' \text{ und } 82^0\,13'$$

gefunden haben, ergaben sich bei den Versuchen von Smeaton folgende sechs Stoßwinkel als sehr vortheilhaft:

$$72^0; \; 71^0; \; 72^0; \; 74^0; \; 77^1/_2{}^0; \; 83^0;$$

im Mittel also wenig verschieden von den ersteren. Uebrigens bemerkt Smeaton selbst, daß eine Abweichung von 2 Grad im Stoßwinkel keinen bedeutenden Einfluß auf die Leistung des Rades habe.

Zuletzt macht Smeaton aus seinen bei $4^1/_3$ bis $8^3/_4$ Fuß Wind- oder vielmehr Radaxengeschwindigkeit angestellten Versuchen folgende, mit der Theorie in sehr guter Uebereinstimmung stehende Folgerungen.

Bei einem vortheilhaft besegelten Flügelrade steht die größte Umfangsgeschwindigkeit mit der vortheilhaftesten Umfangsgeschwindigkeit im Verhältnisse wie 3 : 2, und dagegen die größte Last zur vortheilhaftesten Last im Verhältnisse wie 6 : 5. Uebrigens aber ist die größte Umfangsgeschwindigkeit, d. i. die beim leeren Gange, circa 4mal, und daher die beim vortheilhaftesten Gange, $^2/_3 . 4 = {}^8/_3$mal so groß, als die Windgeschwindigkeit. Ferner wächst beim vortheilhaftesten, d. h. die größte Nutzleistung gebenden, Gange die Belastung beinahe wie das Quadrat, und die Leistung beinahe wie der Cubus der Windgeschwindigkeit. Wenigstens gab die doppelte Windgeschwindigkeit die 3,75fache Belastung und die 7,02fache Nutzleistung. Manche andere Regeln, welche Smeaton noch aus seinen Versuchen zieht, sind mit der Theorie im Einklange, und lassen sich ebenso gut aus dieser ableiten, weswegen es nicht nöthig ist, hier weiter darauf einzugehen.

Nach diesen Versuchen ist übrigens die Wirkung des Windes bei den Flügelrädern noch größer, als sie die Theorie giebt und als die Coulomb'schen Versuche geben.

Von anderen Angaben über die Leistungen der Windräder kann erst im Abschnitte von den Arbeitsmaschinen die Rede sein.

Schlußanmerkung. Die vollständigste Theorie der Windräder findet man in des Verfassers Handbuch der Bergmaschinenmechanik, und in Coriolis' Traité du calcul de l'effet des machines. In den meisten Lehrbüchern über Mechanik werden die Windräder ganz kurz abgehandelt oder wohl gar unbeachtet gelassen. Die Versuche Smeaton's sind in den Philosophical Transactions, Jahrgänge 1759 bis 1776 beschrieben, gesammelt und ins Französische übersetzt aber von Girard, und zwar unter dem Titel „Recherches expérimentales sur l'eau et le vent. Paris 1827." Auszüge davon findet man fast in allen englischen Werken, namentlich auch in Barlow's Treatise on the Manufactures and Machinery of Great-Britain. Coulomb's Versuche sind in dem bekannnten Werke: Théorie des machines simples, par Coulomb, beschrieben. Eine Bockwindmühle genau gezeichnet und ausführlich beschrieben findet man in Hoff-

mann's Sammlung der gebräuchlichsten Maschinen, Heft I, Berlin 1833. Siehe auch Schwahns Lehrbuch der prakt. Mühlenbaukunde. Ebenso ist in Band 8 der Publication industrielle etc. par Armengaud, Paris 1853 beschrieben.

Eine ziemlich vollständige Abhandlung über Windmühlen, von A. Burg enthält Bd. 8 (1826) der Jahrbücher des polytechn. Instituts in Wien. Ebenso Rühlmann's allgemeine Maschinenlehre Bd. I.

Ueber den Windstoß handelt schon Mariotte in seinen Grundlehren der Hydrostatik und Hydraulik; nach ihm ist der Windstoß

$$P = 1{,}73 \frac{c^2}{2g} F\gamma.$$

Nächstdem auch Borda, in den Mémoires de l'Académie de Paris, 1763; ferner Rouse (s. das oben citirte Werk von Smeaton), dann noch Hutton und Woltmann. Die letzteren Autoren finden P viel kleiner, als Mariotte u. s. w., weil sie nicht den Windstoß, sondern den Widerstand der Luft gemessen haben. Sicherlich ist daher auch der von Woltmann gefundene Coefficient $\zeta = \frac{4}{3}$, also die Kraft

$$P = \frac{4}{3} \cdot \frac{c^2}{2g} F\gamma$$

zu klein, weil er die Constante seines Flügels nicht direct bestimmt hat (s. dessen Theorie und Gebrauch des hydrometrischen Flügels. Hamburg 1790).

Hutton findet aus seinen Versuchen, daß man mit mehr Genauigkeit den Stoß und Widerstand der Luft $F^{1,1}$ proportional wachsend annehmen müsse (s. dessen Philosophical and mathematical Dictionary, T. II). Nehmen wir nun an, daß der Coefficient $\zeta = 1{,}86$ für eine kleine Fläche von 1 Quadratfuß Inhalt richtig sei, so müssen wir hiernach für einen Windflügel von 200 Quadratfuß Flächeninhalt $\zeta = 200^{0,1} \,.\, 1{,}86 = 1{,}7 \,.\, 1{,}86 = 3{,}162$ setzen, was mit der theoretischen Bestimmung und mit dem obigen Vortrage, wo

$$\zeta = 3 \quad \text{und} \quad P = 3 \cdot \frac{c^2}{2g} F\gamma$$

angenommen wurde, gut übereinstimmt.

Eine sehr gute Zusammenstellung und Vergleichung der Versuche über den Stoß und Widerstand der Luft theilt Poncelet in seiner Introduction à la mécanique industrielle mit. Eigenthümliche Ansichten über den Windstoß verfolgt Euler in einer Abhandlung der Berliner Memoiren, 1756; ebenso Crelle in der Abhandlung „Theorie des Windstoßes", Berlin 1802.

Untersuchungen über die empirische Formel

$$L = 0{,}026\, n F c^3$$

von Coulomb u. s. w. enthält die kleine Schrift: Notice sur les moulins à vent à ailes réductibles, par M. Ord. de Lacolange, Besançon 1856.

Zweiter Abschnitt.

Von der Wärme, von den Dämpfen und von den Dampfmaschinen.

Erstes Capitel.

Von den Eigenschaften der Wärme.

Wie der Schall durch meßbare Schwingungen eines Körpers hervorgebracht und durch andere Körper, wie Luft, Wasser u. s. w., fortgepflanzt wird, ebenso ist man genöthigt anzunehmen, daß die Wärme in unmeßbar kleinen Schwingungen der Moleküle (franz. molécules, engl. molecules) eines Körpers bestehe, und durch ein außerordentlich feines gewichtloses Fluidum, den sogenannten Aether (franz. éther, engl. ether), welcher alle Körper, sowie auch den ganzen Weltraum durchdringt, fortgepflanzt werde. Während bei einem gewöhnlichen Pendel die Schwingungen in einem stetigen Wechselspiel zwischen der Schwer- und Trägheitskraft bestehen, sind die Schwingungen elastischer Körper, und so auch die der Aether- und Körpermoleküle ein solches Wechselspiel zwischen der Elasticität und Trägheit dieser Körper oder Körpermoleküle. §. 349

Die Abhängigkeit zwischen der Fallhöhe h und der Geschwindigkeit c eines solchen Pendels am tiefsten Punkte seiner Bewegung ist bekanntlich (s. Bd. I, §. 320)

$$c = \sqrt{2gh}, \text{ oder } h = \frac{c^2}{2g},$$

und hat dasselbe das Gewicht G, so ist die mechanische Arbeit, welche die

Schwerkraft beim Niederfallen, sowie die Arbeit, welche die Trägheit beim Aufsteigen desselben verrichtet:

$$A = Gh = G\frac{c^2}{2g}.$$

Hat das Pendel nur einen Theil z der ganzen Fallhöhe zurückgelegt und die Geschwindigkeit $v = \sqrt{2gz}$ erlangt, so besitzt es in Folge seiner Schwere noch das Arbeitsvermögen $G(h - z)$, und in Folge seiner Trägheit das Arbeitsvermögen $G\frac{v^2}{2g} = Gz$; es ist daher das ganze Arbeitsvermögen eines schwingenden Pendels:

$$G(h-z) + Gz = Gh = G\frac{c^2}{2g},$$ d. i. eine constante Größe.

Wenn ferner das Massenelement $M = \frac{G}{g}$ eines elastischen Körpers im Abstande x von seiner Gleichgewichtslage die Geschwindigkeit v hat, und von der Kraft $P = px$ nach dem Ruhepunkt zurückgetrieben wird, so ist das Arbeitsvermögen desselben überhaupt,

$$A = \frac{Px}{2} + G\frac{v^2}{2g} = \frac{px^2}{2} + G\frac{v^2}{2g};$$

hat die Geschwindigkeit des Pendels im Augenblick des Durchganges durch den Ruhepunkt den Werth c, so ist daher das Arbeitsvermögen $= G\frac{c^2}{2g}$.

Nun läßt sich aber die Arbeit der Repulsivkraft $P = px$, während die Geschwindigkeit c in v verwandelt wird (nach Bd. I, §. 84)

$$\frac{Px}{2} = \frac{px^2}{2} = G\left(\frac{c^2 - v^2}{2g}\right)$$ setzen;

daher folgt auch

$$A = \frac{G(c^2 - v^2)}{2g} + \frac{Gv^2}{2g} = \frac{Gc^2}{2g},$$ sowie

$A = \frac{pa^2}{2}$, wenn $\pm a$ den Ausschlag des elastischen Pendels bezeichnet.

Es ist also auch bei den durch die Elasticität hervorgerufenen Schwingungen eines Körpers das Arbeitsvermögen eine constante Größe.

Dasselbe Schwingungsgesetz kann natürlich auch bei flüssigen Körpern, sogar auch bei dem feinsten Fluidum, dem Aether, stattfinden. Wenn nun die Wärme eine Wirkung dieses Schwingungszustandes ist, so läßt sich daher auch annehmen, daß jeder Körper in Folge seiner Wärme eine gewisse Arbeitsfähigkeit in sich enthalte, welche mit der Wärme ab- und zunimmt. Die sogenannte Wärmemenge eines Körpers wird hiernach auch durch die Schwingungsarbeit A desselben gemessen.

Es ist die sogenannte Undulationstheorie, welche die Erscheinungen der Wärme durch die Schwingungen des Aethers u. s. w. erklärt; die nun unhaltbar gewordene Emanationstheorie gründet sich dagegen auf die Annahme eines besonderen Wärmestoffes, dessen größere oder geringere Anhäufung in einem Körper die verschiedenen Wärmezustände desselben zur Folge hat.

Instrumente, welche die Wärme oder das Wärmequantum eines Körpers anzeigen, heißen Thermometer (franz. thermomètres; engl. thermometers) und Pyrometer (franz. pyromètres; engl. pyrometers). Erstere werden zum Messen kleiner oder mäßiger, letztere aber zur Ausmittelung hoher Wärmegrade verwendet; bei jenen ist es in der Regel ein flüssiger, bei diesen aber gewöhnlich ein fester Körper, welcher durch seine Ausdehnung die Stärke der Wärme anzeigt. Den durch eines dieser Instrumente angezeigten Wärmezustand eines Körpers nennt man die Temperatur (franz. température; engl. temperature) desselben. §. 350

Bei Aufnahme einer großen Wärmemenge gehen endlich feste Körper in tropfbarflüssige und letztere wieder in elastischflüssige Körper über; umgekehrt, durch Entziehung von Wärme kehren flüssige Körper in den festen Zustand zurück. Es ist also die Wärme Ursache der drei Aggregatzustände der Körper (s. Bd. I, §. 62).

Kommen Körper von verschiedener Temperatur mit einander in Berührung, so wird das Gleichgewicht der Wärme in beiden gestört; es strömt die Wärme aus dem wärmeren Körper in den weniger warmen oder kälteren Körper, und es tritt nach einer gewissen Zeit wieder Gleichgewicht ein und zwar dann, wenn beide Körper einerlei Temperatur angenommen haben.

Man nennt diesen Uebergang der Wärme aus einem Körper in einen anderen die Wärmeleitung. Wenn hingegen die Wärme eines Körpers bloß durch den Aether auf einen anderen Körper übergeht, so findet eine sogenannte Wärmestrahlung Statt.

Quecksilber-Thermometer. Das wichtigste und gewöhnlich gebrauchte Thermometer ist das Quecksilberthermometer (franz. thermomètre à mercure; engl. mercurial-thermometer). Dasselbe besteht in einer engen, sich in einer größeren Hohlkugel oder einem weiteren Gefäße A endigenden, zum Theil mit Quecksilber angefüllten Glasröhre AB, Fig. 592 (a. f. S.), und ist verbunden mit einer längs der Röhrenaxe hinlaufenden Scala. Bringt man das Gefäß dieses Instrumentes mit dem Körper, dessen Temperatur man ermitteln will, in Berührung, so nimmt das Quecksilber in demselben nach einiger Zeit die Temperatur dieses Körpers an und es wird die dadurch hervorgebrachte Volumenveränderung des Quecksilbers durch den Stand des Quecksilbers in der Röhre §. 351

angezeigt. Damit nun aber alle Thermometer unter sich übereinstimmen, d. i. bei einem und demselben Wärmezustande auch einerlei Temperatur anzeigen, ist es nöthig, ihren Scalen eine solche Ausdehnung und Eintheilung zu geben, daß je zwei gleichbenannte Punkte derselben zwei bestimmten Temperaturen entsprechen. Gewöhnlich bedient man sich bei Graduirung der Scala der Temperaturen des gefrierenden und siedenden Wassers, und bezeichnet die entsprechenden festen Punkte, bis zu welchen die Quecksilbersäule in der Glasröhre bei dem einen oder anderen Wärmezustande reicht, durch Frostpunkt (franz. point de froid; engl. freezing point) und Siedepunkt (franz. point d'ébullition; engl. boiling point). Bei Ausmittelung dieser Punkte bringt man das Thermometer erst in schmelzendes Eis und dann in sich ununterbrochen aus kochendem Wasser bildenden und nach oben abströmenden Wasserdampf, weil man dadurch mehr Sicherheit erhält. Der Siedepunkt hängt übrigens auch noch von der Stärke des Luftdruckes oder vom Barometerstande ab, weshalb denn auch bei seiner Bestimmung noch auf diesen mit Rücksicht zu nehmen ist. Man ist übereingekommen, den Siedepunkt bei dem Barometerstande von 28 pariser Zoll = 336 Linien, oder, nach den Franzosen, bei dem von 0,76 Meter = 336,9 Linien zu bestimmen oder, nach einer weiter unten zu gebenden Regel, dahin zu reduciren.

Fig. 592.



Den Abstand (Fundamentalabstand) zwischen dem Frost- und Siedepunkte theilt man in eine gewisse Anzahl gleicher Theile, und durch Antragen dieser Theile unterhalb des Frost- und oberhalb des Siedepunktes verlängert man noch die Scala so viel wie möglich.

Die Centesimaleintheilung (franz. division centigrade; engl. centigrade scale), wo der Fundamentalabstand in hundert Theile oder Grade (franz. degrés; engl. degrees) getheilt wird, ist jedenfalls die einfachste, doch bedient man sich sehr oft noch der Réaumur'schen Eintheilung in 80 Grade, und in England der Fahrenheit'schen Eintheilung in 180 Grade oder vielmehr in 212 Grade, weil hierbei der Nullpunkt noch 32 Grade unterhalb des Gefrierpunktes angenommen wird.

Anmerkung 1. Specielle Anleitung zur Anfertigung von Thermometern geben die größeren Werke über Physik, z. B. Müller's Lehrbuch der Physik und Meteorologie Band II, sowie Wühlner's Lehrbuch der Experimentalphysik.

Anmerkung 2. Tabellen zur Verwandlung der Centesimal-, Réaumur'schen und Fahrenheit'schen Grade unter einander enthält der „Ingenieur". Hier folgen nur die dazu nöthigen Formeln. t Centesimalgrade entsprechen $\frac{4}{5}t$ Réaumur'schen oder $\frac{9}{5}t + 32^0$ Fahrenheit'schen Graden. Dagegen t_1 Réaumur'sche Grade geben $\frac{5}{4}t$ Centesimal- oder $\frac{9}{4}t_1 + 32^0$ Fahren-

heit'sche Grade. Endlich t_2 Fahrenheit'sche Grade sind gleich $\frac{5}{9}(t_2 - 32^0)$ Centesimal- $= \frac{4}{9}(t_2 - 32^0)$ Réaumur'schen Graden.

Pyrometer. Das Quecksilber gefriert oder geht in den festen Zustand über, wenn es einer Temperatur von — 40° ausgesetzt ist, und siedet, d. i. nimmt die Dampfform oder einen elastischflüssigen Zustand an, wenn seine Temperatur bis + 400° gestiegen ist. Aus diesem Grunde, und da überdies die Wärmeausdehnungen nahe bei den Wechseln der Aggregatzustände sehr unregelmäßig sind, kann man denn auch durch Quecksilberthermometer nur Temperaturen von — 36° bis 360° mit hinreichender Sicherheit beobachten. Um aber Temperaturen über diese Grenzen hinaus angeben zu können, wendet man in dem einen Falle Weingeistthermometer, in dem anderen aber sogenannte Pyrometer an. Letzterer bedient man sich zumal zur Ausmittelung der Temperatur in Feuerherden, Schmelzöfen u. s. w. Von ihnen ist noch in Folgendem die Rede. §. 352

Das einfachste Mittel, hohe Temperaturen zu messen, besteht in der Vergleichung der Längen, welche ein und derselbe Metallstab bei verschiedenen Temperaturen annimmt. Da die Wärmeausdehnungen fester Körper nicht sehr groß sind, so wendet man hierbei besondere Mittel, namentlich aber ungleicharmige Hebel an, welche die Ausdehnung vergrößert angeben, um den erwünschten Grad von Genauigkeit zu erhalten. Uebrigens bietet die Construction eines brauchbaren Metallpyrometers noch besondere Schwierigkeiten dar, weil es in den meisten Fällen nicht möglich ist, durch diese Instrumente die Wirkungen der Wärme unmittelbar, nämlich im Feuerraume selbst, zu beobachten, und weil sich diese Wirkungen auf alle Theile des Instrumentes, also nicht allein auf den Metallstab, sondern auch auf dessen Lager und auf den Maßstab erstrecken. Alle bis jetzt in Vorschlag und zur Anwendung gekommenen Metallpyrometer sind daher auch mit größeren oder kleineren Unvollkommenheiten behaftet. Eins der vorzüglichsten, wiewohl auch eins der kostbarsten Instrumente dieser Art ist aber das Pyrometer von Daniell (s. Gehler's physik. Wörterbuch, Artikel „Pyrometer"). Die Idee, welche einem solchen Instrumente zu Grunde liegt, ist folgende. AB, Fig. 593, ist eine hohle Graphitröhre, CD ein darin eingesetzter Platin- oder anderer Metallstab, und E ein diesen bedeckender kurzer Porzellancylinder, welcher ziemlich scharf an die Röhrenwand anschließt. Wenn man nun diesen Apparat in den Feuerraum bringt, so wird das Porzellanstück E in Folge der Ausdehnung der Platinstange ein Stück auswärts geschoben, und wenn man später den Apparat wieder aus dem Feuer genommen und ihn hat abkühlen lassen, so wird die Verschiebung des von der Graphitröhre zurückgehaltenen

Fig. 593.

B E D C A

Porzellancylinders, die Ausdehnung der Platinstange und dadurch mittelbar den Hitzegrad anzeigen. Zur genauen Ausmessung dieser Verschiebung dient noch ein Fühlhebelapparat, den man vor und nach dem Einlegen in das Feuer an AD anlegt.

Anmerkung 1. Die Pyrometer von Guyton de Morveau, von Brogniart, Petersen, Neumann u. s. w. haben mehr oder weniger Aehnlichkeit mit dem Daniell'schen Pyrometer. (S. Gehler's physik. Wörterbuch, Band VII.)

Anmerkung 2. Ein bekanntes Hülfsmittel zur Bestimmung hoher Hitzgrade ist auch das Pyrometer von Wedgwood. Man wendet dasselbe wegen seiner Einfachheit noch oft an, wiewohl es ein sehr unvollkommenes Instrument ist. Es werden hierzu kleine Kegel oder Cylinder aus Porzellan- oder Töpferthon verwendet, und diese vor dem Gebrauche bis zur angehenden Rothglühhitze getrocknet und dann ausgemessen. Um nun den Hitzegrad in einem Feuerherde zu messen, bringt man einen oder mehrere solcher Thonkörper in denselben und läßt sie darin einige Zeit liegen, damit sie die Temperatur des Raumes, in welchem sie sich befinden, vollkommen annehmen können. Hierbei schwindet dieser Körper bedeutend zusammen und bleibt auch dann noch zusammengezogen, wenn er sich wieder abgekühlt hat, und zwar um so mehr, je größer die Hitze ist, welcher er ausgesetzt war. Wenn man den Durchmesser dieses Körpers vor und nach der Erhitzung mißt, so kann man dessen Zusammenziehung berechnen und diese als das Maß der Hitze ansehen. Um aber diese Messung bequem und genau auszuführen, wird ein das eigentliche Pyrometer ausmachender Maßstab angewendet, der im Wesentlichen aus zwei convergent laufenden und auf eine Platte aufgelötheten, mit einer Eintheilung versehenen Metallstäben besteht. Wird nun der Thonkegel zwischen diese Stäbe geschoben, so läßt sich seine Dicke an den Eintheilungen derselben ablesen. Man findet diese Thermometer in der Regel in 240 Theile oder Grade getheilt, setzt Null Grad Wedgwood $= 1077\frac{1}{2}^0$ F.; und jeden Grad W. $= 130^0$ F., also z. B. 240^0 W. $= 1077\frac{1}{2}^0 + 240 . 130^0 = 32277\frac{1}{2}^0$ F. Die Mängel dieses Instrumentes rügt besonders Guyton de Morveau; auch ist nach diesem Null des Wedgwood'schen Instrumentes nicht $1077\frac{1}{2}^0$ F., sondern 510^0 F., und jeder Grad desselben nicht 130^0 F., sondern $61{,}2^0$ F.

§. 353 **Metall-Thermometer.** Die gewöhnlichsten Metall-Thermometer oder Pyrometer für mittelhohe Temperaturen bestehen in einer Verbindung von zwei Metallstäben von sehr verschiedenen Wärmeausdehnungen, z. B. von einem Messing- und einem Eisenstabe, oder einem Platin- und einem Gold- oder Silberstreifen u. s. w. Liegen nun diese Stäbchen auf einander und sind sie an einem Ende fest mit einander verbunden, so kann man an den anderen Enden die Differenz der Ausdehnungen beider beobachten und hieraus wieder die entsprechende Temperatur berechnen. Zu diesem Zwecke erhält aber das Ende der einen Stange eine einfache Eintheilung und das andere einen dieser entsprechenden Vernier. Solche zuerst von Borda in Anwendung gebrachte Thermometer fallen jedoch, wenn sie hinreichend genau sein sollen, zu groß aus, um dadurch die Temperatur in kleinen Räumen

bestimmen zu können. In neuerer Zeit löthet oder nietet man aber diese Streifen zusammen, so daß sie sich nicht an einander verschieben können, sondern eine Krümmung annehmen oder ihre Krümmung vergrößern, wenn sie in eine höhere Temperatur übergehen.

Das Breguet'sche Thermometer besteht aus drei spiralförmig gewundenen Metallstreifen von Platin, Silber und Gold, wovon das letztere als Bindemittel der beiden ersteren dient. Das sogenannte Quadrantenthermometer, welches in Fig. 594 abgebildet ist, besteht in einer, aus einem Stahl- und einem Kupferstreifen zusammengesetzten krummen Feder, welche bei A auf dem taschenförmigen Gehäuse fest sitzt, und mit seinem Ende B mittels einer Feder BF gegen eine Nase E drückt. Uebrigens enthält das Instrument einen ungleicharmigen, um D drehbaren Hebel GDH, und einen um C drehbaren Zeiger ZZ, dessen Spitze über einem Zifferblatte hinläuft, und der durch ein kleines Zahnrad R mit dem gezahnten Bogen H am Ende des Hebelarmes DH in Verbindung gesetzt wird. Wenn sich nun bei Zunahme der Wärme der Metallstreifen mehr zusammenzieht, so drückt das Ende B desselben den Arm DE in der Richtung DB fort, und es rückt der Zeiger CZ um einen gewissen Bogen weiter, den man auf dem Zifferblatte ablesen kann. Eine Spiralfeder SS bewegt den Zeiger in umgekehrter Richtung, wenn sich die Feder in Folge einer Temperaturerniedrigung streckt.

Fig. 594.

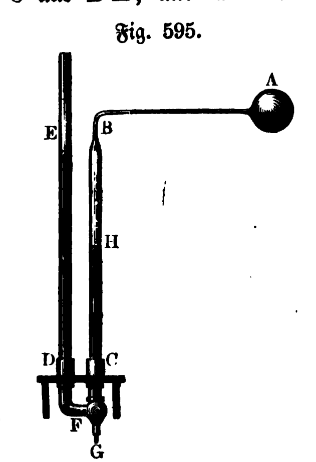


Anmerkung. Holzmann's Metallthermometer weicht im Wesentlichen nicht ab von dem oben beschriebenen Quadrantenthermometer (s. Anfangsgründe der Physik von Scholz, §. 294). Oechsle's Metallthermometer besteht aus einer spiralförmig gewundenen Thermometerfeder, welche aus Stahl- und Messingstreifen zusammengesetzt ist. Es sitzt hier das äußere Ende der Feder am Gehäuse fest, und das innere Ende derselben setzt den Zeiger mittels einer stehenden Welle in Bewegung (s. Dingler's Journal, Band LX).

Luftpyrometer. Endlich hat man aber auch Luftpyrometer zur Messung hoher Temperaturen in Anwendung gebracht. Dieselben bestehen der Hauptsache nach aus einer hohlen Platinkugel A und einer engeren Röhre §. 354

AB, Fig. 595, aus zwei mit einander communicirenden weiteren Röhren BC und DE, und aus einer messingenen Fassung CFD mit einem Hahn, wodurch nicht allein die Communication dieser Röhren mit einander, sondern auch die mit einem Ausflußröhrchen G nach Belieben hergestellt und aufgehoben werden kann. Beim Gebrauche ist A und AB mit Luft, und BFE mit Quecksilber angefüllt, und es wird A in den Feuerraum gebracht, dessen Temperatur ermittelt werden soll. Zufolge der Erwärmung der in AB eingeschlossenen Luft dehnt sich dieselbe aus, nimmt nun in der Röhre BC einen Raum BH ein, und drückt das verdrängte Quecksilber in die Röhre DE. Kennt man nun das anfängliche Volumen V der in AB eingeschlossenen Luft bei 0° Wärme und bei dem Barometerstande b und hat man die durch die Erwärmung bewirkte Vergrößerung $\overline{BH} = V_1$ dieser Luftmenge sowie ihren Manometerstand $\overline{EH} = h$ beobachtet, so läßt sich mit Hülfe des bekannten Ausdehnungscoefficienten der Luft die Temperatur t der eingeschlossenen Luft berechnen. Ist die anfängliche Dichtigkeit derselben $= \gamma$, so beträgt das Gewicht dieser Luftmenge:

Fig. 595.



$$V\gamma = \left(\frac{V}{1 + \delta t} + V_1\right) \frac{b + h}{b} \gamma \text{ (s. Band I, §. 392);}$$

es ist sonach

$$\frac{bV}{b + h} = \frac{V}{1 + \delta t} + V_1,$$

und es folgt daher die gesuchte Temperatur des Heizraumes:

$$t = \frac{1}{\delta} \cdot \frac{Vh + V_1 (b + h)}{Vb - V_1 (b + h)}.$$

Wenn man durch das Mundstück G so viel Quecksilber abläßt, bis die Quecksilbersäulen in BC und DE gleichhoch ausfallen, so kann man $h =$ Null und folglich

$$t = \frac{1}{\delta} \frac{V_1}{V - V_1}$$

setzen.

Wenn man hingegen in G soviel Quecksilber zuleitet, daß das Quecksilber BC bei der Erhitzung von A auf derselben Höhe stehen bleibt, und folglich hierbei die Luft gar keine Ausdehnung erleidet, so ist $V_1 = 0$, und daher:

$$t = \frac{1}{\delta} \frac{h}{b}$$

zu setzen.

Bei dem Pyrometer von Pouillet wird das erstere und bei dem von Regnault das zweite Verfahren angewendet. S. Mémoires de l'Académie royale des sciences de l'Institut de France, Tome XXI, 1847. Im Auszug: Formules, Tables etc. par Claudel, Paris 1854. Ueber Regnault's Gasthermometer, s. Annales de chimie et physique. Sept. 1861, auch Dingler's Journal Band 162.

Anmerkung. Um das Instrument gegen die Wärme zu schützen, stellt man es vor einem hölzernen Schirme auf, und um die ausgetretene Luft abzukühlen und auf einer constanten Temperatur zu erhalten, kann man noch die Röhre BC von kochendem Schwefeläther oder Spiritus u. s. w. umspielen lassen.

Um ferner bei hohen Temperaturen keine zu großen Spannungen zu erhalten, kann man das Reservoir mit verdünnter Luft anfüllen und zu diesem Zwecke AB mit einer Luftpumpe in Communication setzen. Uebrigens ist die Luft in A vor dem Gebrauche durch Chlorcalcium gehörig zu trocknen.

Die Anwendung der gefundenen Formel erfordert endlich noch einige Ergänzungen und Correctionen wegen der Ausdehnung der Gefäßwand, wegen der Veränderlichkeit des Barometerstandes, sowie der Temperatur in BC u. s. w.

Längenausdehnung. Mit Ausnahme von wenigen Körpern dehnen sich alle Körper aus, wenn sie in eine höhere Temperatur übergehen, und nehmen auch wieder an Volumen ab, wenn sie an Wärme verlieren. Jedoch ist diese Volumenveränderung bei verschiedenen Körpern sehr verschieden und meist auch nur bei mäßigen Temperaturen von 0 bis 100° der Wärmezu- oder Abnahme proportional. Bei höheren Temperaturen fallen die Ausdehnungen verhältnißmäßig größer aus, als bei niedrigen Temperaturen, zumal wenn sich die Körper im festen Zustande befinden. Wir können bei den Wärmeausdehnungen Längen-, Flächen- und Raum- oder Volumenausdehnungen unterscheiden, je nachdem wir nur auf die Veränderung der Längendimension, oder auf die Veränderung der Längen- und Breitendimension, oder auf die Veränderung des ganzen Volumens oder aller drei Raumdimensionen Rücksicht nehmen. §. 355

Die lineäre oder Längenausdehnung (franz. dilatation linéaire; engl. linear expansion) kommt vorzüglich nur bei festen Körpern, zumal bei Stäben, Stangen, Balken u. s. w., in Betracht. Lavoisier und Laplace haben die Längenausdehnungen verschiedener Körper unmittelbar beobachtet, Dulong und Petit aber haben erst die Volumenausdehnungen gemessen und hieraus die Längenausdehnungen berechnet. Die Abweichungen in den Resultaten beider Untersuchungen sind unbedeutend. In folgender Tabelle sind die Längenausdehnungen der in der Technik am häufigsten vorkommenden Körper angegeben.

Es ist die Längenzunahme für

die Gegenstände	Wärme-zunahme.	in gewöhnl Brüchen.	in Decimal-brüchen.	Beobachter.
Platin	0 bis 100°	1/1167	0,00085655	Borda.
„	0 „ 100°	1/1131	0,00088420	Dulong und Petit.
„	0 „ 300°	1/368	0,00275482	„ „ „
Glas	0 „ 100°	1/1161	0,00086133	„ „ „
„	0 „ 200°	1/454	0,00184502	„ „ „
„	0 „ 300°	1/329	0,00303252	„ „ „
Stahl, ungehärtet .	0 „ 100°	1/927	0,00107880	Lavoisier u. Laplace.
„ gehärtet . .	0 „ 100°	1/807	0,00123956	„ „ „
Gußeisen	0 „ 100°	1/901	0,00111000	Roy.
Stabeisen	0 „ 100°	1/846	0,00118210	Dulong und Petit.
„	0 „ 300°	1/227	0,00440528	„ „ „
Gold	0 „ 100°	1/682	0,00146606	Lavoisier u. Laplace.
Kupfer	0 „ 100°	1/582	0,00171820	Dulong und Petit.
„	0 „ 300°	1/177	0,00564972	„ „ „
Messing	0 „ 100°	1/535	0,00186760	Lavoisier u. Laplace.
Silber	0 „ 100°	1/524	0,00190974	„ „ „
Blei	0 „ 100°	1/351	0,00284836	„ „ „
Zink	0 „ 100°	1/340	0,00294167	Smeaton.

Von den hier angeführten Körpern hat, wie man sieht, Platin und nächstdem das Glas die kleinste, Blei und Zink aber die größte Längenausdehnung; es ist die letztere über dreimal so groß als die erstere. Auch ersieht man, nach den Angaben von Dulong und Petit, daß die Ausdehnung der Metalle sowie des Glases bei hohen Wärmegraden verhältnißmäßig stärker zunimmt, als die Wärme.

Ein Glasstab wird hiernach bei 0 bis 100° Wärmezunahme um 0,00086133, bei 100 bis 200° aber um 0,00098369 und bei 200 bis 300° um 0,00118750 länger.

§. 356 **Ausdehnungscoefficienten.** Die Ausdehnungsverhältnisse gestatten einige wichtige Anwendungen auf die Technik. Nehmen wir an, daß die Ausdehnung mit der Wärme gleichmäßig wachse, so können wir sehr leicht aus den oben mitgetheilten Resultaten die Ausdehnungscoefficienten,

d. h. die verhältnißmäßigen Längenzunahmen bei jedem Grad Temperaturerhöhung, berechnen. So ist z. B. für Gußeisen der Ausdehnungscoefficient:

$$\delta = 0{,}00111 : 100 = 0{,}0000111,$$

für Messing hingegen:

$$\delta = 0{,}0018676 : 100 = 0{,}000018676 \text{ u. s. w.}$$

Bessel und Baeyer fanden für Temperaturen von 3 bis 17° Reaumur bei der Prüfung von Meßstäben

für den Eisenstab $\delta = 0{,}0000148505$,
und für den Zinkstab $\delta = 0{,}0000416372$,

dagegen fand später Baeyer bei Temperaturen von 7 bis 23 Grad R.

für den ersten Stab $\delta = 0{,}000014165$,
und für den zweiten Stab $\delta = 0{,}0000402342$.

An dem spanischen Basismeßapparat, welchen der Mechanikus Brunner in Paris construirt hat, ist gefunden worden bei Temperaturen von 7 bis $40^3/_4$°

für den Platinstab $\delta = 0{,}0000090167$,
und für den Messingstab $\delta = 0{,}0000189841$.

S. Experiencias hechas con El Aparato de Medir Bases. Madrid 1859.

Ist die Länge eines Stabes bei 0° Temperatur l_0, so ergiebt sich dieselbe bei t_1° Temperatur:

$$l_1 = l_0 + \delta t_1 . l_0 = (1 + \delta t_1)\, l_0,$$

und bei t_2° Temperatur:

$$l_2 = (1 + \delta t_2)\, l_0,$$

daher ist auch das Längenverhältniß eines und desselben Stabes bei den Temperaturen t_1 und t_2:

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{1 + \delta t_2}{1 + \delta t_1} \text{ und } l_2 = \left(\frac{1 + \delta t_2}{1 + \delta t_1}\right) l_1,$$

wofür, wegen der Kleinheit von δt_1 und δt_2, annähernd

$$l_2 = [1 + \delta\,(t_2 - t_1)]\; l_1$$

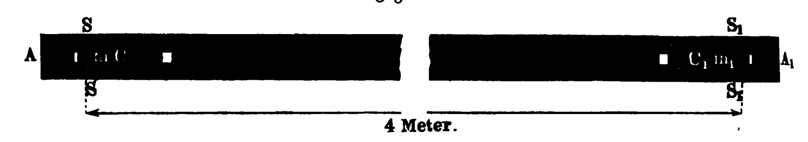
gesetzt werden kann.

Diese Formel setzt uns in den Stand, die Länge eines Stabes von einer Temperatur t_1 auf eine andere t_2 zu reduciren, oder die Längen l_1 und l_2 eines und desselben Körpers bei verschiedenen Temperaturen mit einander zu vergleichen.

Der Meßstab der spanischen Gradmessung besteht aus einem Platinstab AA, Fig. 596 (a. f. S.), und einem Messingstab BB; beide reichlich 4 Meter lang, 21 Millimeter breit und 5 Millimeter dick. Die mit dem Messingstab fest verbundenen Platinansätze C, C_1 greifen zwar in entsprechende Ausschnitte des Platinstabes ein, sind aber darin noch auf eine kleine Länge ver-

schiebbar. Sowohl die Enden des letzteren als auch die gedachten Ansätze sind mit Eintheilungen versehen, auf welchen mittels Mikrometer die Ab-

Fig. 596.



stände zwischen den Nullstrichen S, S_1 des Platinmeßstabes und den Nullstrichen m, m_1 auf den Ansätzen des Messingstabes abgelesen werden können.

Fallen die Striche S und m, sowie S_1 und m_1 bei einer gewissen Temperatur t zusammen, so möge die gemeinschaftliche Länge beider Stäbe $\overline{SS_1} = \overline{mm_1} = l$ sein.

Wird die Temperatur eine andere, t_1, so geht die Länge SS_1 des Platinstabes AA_1 in $l_1 = 1 - \delta\,(t - t_1)\,l$, sowie die Länge mm_1 des Messingstabes BB_1 in $l_2 = 1 - \delta_1\,(t - t_1)\,l$ über, vorausgesetzt, daß δ der Ausdehnungscoefficient des Platins, und δ_1 der des Messings ist. Durch Subtraction erhält man nun die Verkürzung des Messingstabes im Vergleich zum Platinstab:

$$a = l_1 - l_2 = (\delta_1 - \delta)\,(t - t_1)\,l.$$

Wenn man die Abstände zwischen m und S, sowie zwischen m_1 und s_1 beobachtet und deren Summe a bestimmt hat, so kann man nun nach der Formel den Temperaturunterschied $t_1 - t = \frac{a}{(\delta_1 - \delta)\,l}$ berechnen, und es ist schließlich das Längenmaß $\overline{SS_1}$ des Platinstabes auf t Grad Wärme reducirt:

$$l_1 = [1 - \delta\,(t - t_1)]\,l = \left(1 - \frac{\delta}{\delta_1 - \delta} \cdot \frac{a}{l}\right) l,$$

sowie die Reduction selbst

$$l_1 - l = - \frac{\delta}{\delta_1 - \delta}\, a \text{ zu setzen.}$$

Für $\delta = 0{,}0000090167$ und $\delta_1 = 0{,}0000189841$ hat man daher $l_1 - l = 0{,}90463\, a$.

§. 357 **Compensationspendel.** Eine vorzügliche Anwendung dieser Lehren gewährt die Construction der sogenannten Compensationspendel (franz. pendules compensateurs; engl. compensation pendulums), welche aus

Körpern von verschiedenen Ausdehnungsverhältnissen so zusammengesetzt sind, daß sie ihre Länge nicht ändern, wenn ihre Temperatur eine andere wird. Da die Schwingungszeit eines Pendels von der Länge desselben abhängt (s. Band I, §. 323 u. s. w.), so ist die Anwendung der Compensationspendel bei Uhren von großer Wichtigkeit. Die einfachsten Pendel dieser Art sind mit einer aus zwei Metallstreifen zusammengelötheten Thermometerfeder *ABA*, Fig. 597, welche an ihren Enden kleine Kugeln trägt, ausgerüstet. Ist der ausdehnsamere Metallstreifen unten, so krümmt sich die Feder nach oben, wenn die Temperatur zunimmt, und da gleichzeitig die Stange *CL* länger, also die Entfernung der Linse *L* vom Aufhängepunkte größer wird, so ist es

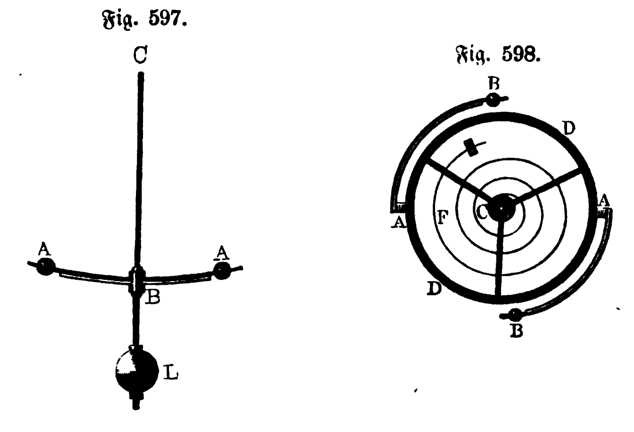


Fig. 597.
Fig. 598.

möglich, daß dabei der Schwingungspunkt des Pendels (s. Bd. I, §. 327) unverändert bleibt. Auch bei den Chronometern oder Taschenuhren wendet man solche Compensationsstreifen an. Da hier die Schwingungszeit von der durch eine Spiralfeder *CF*, Fig. 598, gebildeten und von einem Schwungrade *AA* umgebenen Unruhe abhängt, so sind die Compensationsstreifen *AB*, *AB* auf dem Schwungrad *DD* befestigt.

Am häufigsten findet man die sogenannten Rostpendel angewendet. Dieselben bestehen aus einer Reihe parallel gestellter Stäbe von verschiedenen Metallen, z. B. von Eisen und Zink, oder Eisen und Messing, so durch Querarme verbunden, daß die Ausdehnung des einen Stabes durch die Ausdehnung des anderen aufgehoben wird.

Fig. 599 (a. f. S.) stellt ein solches Rostpendel vor, welches aus fünf Eisenstäben *AB*, *AB*, *EF*, *EF*, *KL*, und aus vier Messingstäben *CD*, *CD*, *GH*, *GH* besteht. Damit das Pendel seinen Zweck erfülle, muß die sich nach unten erstreckende Ausdehnung der Eisenstäbe so groß sein wie die nach oben gehende Ausdehnung der Messingstäbe. Setzen wir die Summe der Längen der Eisenstäbe:

$$OM + AB + EF + KL = l_1,$$

Fig. 599.

sowie die Summe der Längen der Messingstäbe:

$$CD + GH = l_2,$$

so haben wir für die ganze Pendellänge:

$$LO = l_0 = l_1 - l_2,$$

und ist nun der Ausdehnungscoefficient des Eisens, $= \delta_1$, und der des Messings, $= \delta_2$, sowie t die Temperaturveränderung, so läßt sich die entsprechende Pendellänge:

$$l = l_1(1 + \delta_1 t) - l_2(1 + \delta_2 t);$$

also die Längenzunahme desselben:

$$l - l_0 = (\delta_1 l_1 - \delta_2 l_2)t \text{ setzen.}$$

Damit diese Null ausfalle, muß sein:

$$\delta_2 l_2 = \delta_1 l_1 \text{ oder } \frac{l_2}{l_1} = \frac{\delta_1}{\delta_2},$$

d. i. es muß sich die Messinglänge zur Eisenlänge wie der Ausdehnungscoefficient des Eisens zum Ausdehnungscoefficienten des Messings verhalten. Ist die ganze Länge $l = l_1 - l_2$ gegeben, so hat man hiernach die Eisenlänge:

$$l_1 = \frac{\delta_2}{\delta_2 - \delta_1} l$$

und die Messinglänge:

$$l_2 = \frac{\delta_1}{\delta_2 - \delta_1} l.$$

Anmerkung. Ueber die Compensationspendel, namentlich auch über Graham's Pendel mit Quecksilbergefäßen, wird gehandelt: in Barlow's Treatise on Manufactures and Machinery; ferner in Lamé's Cours de physique u. s. w.

Beispiel 1. Wie lang muß ein eisernes Muttermaß (franz. étalon; engl. standard) bei 16° Wärme sein, damit es bei Null Grad genau 5 Fuß lang ist? Es ist hier in $l_2 = [1 + \delta\,(t_2 - t_1)]\,l_1$, $l_1 = 5$, $t_2 - t_1 = 16$ und $\delta = 0{,}000011821$ zu setzen, weshalb folgt:

$$l_2 = (1 + 0{,}000011821 \,.\, 16) \,.\, 5 = 5{,}0009457 \text{ Fuß}$$
$$= 5 \text{ Fuß } 0{,}136 \text{ Linie.}$$

Beispiel 2. Wie lang müssen die Eisen- und Messingstäbe eines 40 Zoll langen Rostpendels sein? Führen wir $\delta_1 = 0{,}000011821$ und $\delta_2 = 0{,}000018676$ ein, so erhalten wir für die Eisenstablänge:

$$l_1 = \frac{18676 \,.\, 40}{18676 - 11821} = \frac{747040}{6855} = 109 \text{ Zoll},$$

und für die Messingstablänge:

$$l_2 = \frac{11821 \,.\, 40}{6855} = \frac{472840}{6855} = 69 \text{ Zoll}.$$

Hiernach kann man jeden der kleineren Messingstäbe $33\frac{1}{2}$ Zoll, jeden der folgenden Eisenstäbe $34\frac{1}{2}$ Zoll, jeden der längeren Messingstäbe $35\frac{1}{2}$ Zoll, die äußeren Eisenstäbe aber $36\frac{1}{2}$ Zoll lang machen, und es bleiben noch 109 — 71 = 38 Zoll für die mittlere Aufhängestange u. s. w. übrig.

Ausdehnungskraft. Mit Hülfe der Elasticitätsmodul E und der Ausdehnungscoefficienten δ läßt sich auch die Kraft bestimmen, mit welcher sich Körper in der Hitze ausdehnen und in der Kälte zusammenziehen. Die Kraft, welche eine prismatische Stange von der Länge l und dem Querschnitte F um λ ausdehnt, ist nach Band I, §. 204 bestimmt durch die Formel §. 358

$$P = \frac{\lambda}{l} FE.$$

Nun ist aber $\frac{\lambda}{l} = \delta t$ zu setzen, daher haben wir dann die Ausdehnungs- oder Zusammenziehungskraft

$$P = \delta t \,.\, FE.$$

Da die Elasticitätsmodul der Metalle sehr groß sind, so kann man hiernach durch Erhitzung derselben sehr große Kräfte hervorbringen, und von dieser Eigenschaft in der Architektur und Technik wichtige Anwendungen machen. So hat z. B. Molard durch eiserne Anker im Conservatoire des arts et métiers zu Paris zwei sich neigende und den Einsturz drohende Mauern senkrecht aufgerichtet, indem er dieselben vor dem Einziehen der Riegel durch Weingeistflammen erhitzen ließ. Beim Beschlagen von hölzernen Geräthschaften und Werkzeugen mit Eisen, zumal beim Auflegen von eisernen Ringen u. s. w., thut die Wärmekraft ihre nützlichen Dienste, da das im erhitzten Zustande aufgelegte Eisen beim Erkalten eine feste Verbindung hervorbringt.

Die Ausdehnung eines Körpers durch die Wärme wird verändert, wenn auch noch äußere Kräfte auf denselben wirken. Wird z. B. ein prismatischer Körper, dessen Querschnitt F und Länge l ist, von einer Zugkraft P in der Axenrichtung ergriffen, und zugleich seine Temperatur um t Grad erhöht, so nimmt die Länge desselben um

$$\lambda = \frac{P}{FE} l + \delta t l = \left(\frac{P}{FE} + \delta t\right) l$$

zu (s. Band I, §. 204).

Ist die Verlängerung λ bekannt, so bestimmt sich hieraus die Zugkraft P durch die Formel

$$P = \left(\frac{\lambda}{l} - \delta t\right) FE.$$

Ist $\delta t > \frac{\lambda}{l}$, so fällt natürlich P negativ aus und es geht P in eine Druckkraft über.

Diese Formeln setzen voraus, daß der Elasticitätsmodul E des Körpers durch die Erwärmung nicht verändert wird. Bei großer Temperaturveränderung ist jedoch diese Annahme nicht zulässig, dann wird sowohl der Elasticitätsmodul E, als auch der Tragmodul T und Festigkeitsmodul K ein anderer. Wenn wir daher hier die Tragkraft

$$P = FT,$$

und die Kraft zum Zerreißen

$$P_1 = FK$$

setzen, so haben wir jedenfalls für T und K andere Werthe einzuführen, als die bei einer mittleren Temperatur bestimmten.

Unter der Voraussetzung, daß die Kraft der Wärme genau so auf den Körper wirkt, wie eine äußere Zug- oder Druckkraft P, ist

$$\frac{\lambda}{l} = \frac{T}{E},$$

und daher die Tragkraft: $P = (T - \delta t E)\, F$
zu setzen.

Hiernach wäre nun die Tragkraft und folglich auch die Elasticität des Körpers = Null, bei der Temperatur

$$t = \frac{T}{\delta E} = \frac{\sigma}{\delta},$$

welches jedoch durch die Erfahrung nicht bestätigt wird. Z. B. ein schmiedeeiserner Eisenstab, für welchen $\sigma = \frac{T}{E} = 1/_{1500}$ (s. Band I, Tabelle §. 212) und $\delta = 0{,}000011821$ (s. Band II, §. 355) ist, würde bei der Temperatur

$$t = \frac{1}{1500 \, . \, 0{,}000011821} = \frac{1}{0{,}01773} = 56{,}4 \text{ Grad}$$

an die Elasticitätsgrenze angelangt sein.

Ebenso wenig läßt sich auch die Kraft zum Zerreißen

$$P_1 = (K - \delta t E)\, F \text{ setzen.}$$

Hiernach würde die Cohäsionskraft des Körpers bei der Temperatur

$$t = \frac{K}{\delta E}$$

Null ausfallen, z. B. ein Stab aus Schmiedeeisen, für welchen

$$\frac{K}{E} = \frac{56000}{27'000000} = 0{,}00207$$

ist, würde bei der Temperatur

$$t = \frac{0,00207}{0,000011821} = \frac{207}{1,1821} = 175 \text{ Grad zerfallen.}$$

Beispiel. Mit welcher Kraft zieht sich eine bis auf 80° erhitzte Eisenstange von 6 Quadratzoll Querschnitt zusammen, wenn sie bis 20° erkaltet? Es ist:

$$\delta = 0,000011821,\ t = 80 - 20 = 60,\ F = 6,$$

und nach Band I, §. 212:

$$E = 27000000,$$

daher die Zusammenziehungskraft:

$$P = \delta t . FE = 0,00070926 . 162000000 = 114900 \text{ Pfund.}$$

Ueber die Veränderung der Elasticität und Festigkeit der Metalle bei der Erhöhung ihrer Temperatur sind in der neueren Zeit mehrfache Versuche angestellt worden. Aus den Ausdehnungsversuchen von Wertheim (s. Poggendorff's Annalen der Physik, Ergänzungsband II, 1845) geht hervor, daß die Elasticitätsmodul der Metalle, mit Ausnahme des Eisens, stetig abnehmen, wenn die Temperatur von 15° C. bis + 200° C. wächst; daß dagegen der Elasticitätsmodul bei dem Schmiedeeisen und Stahl mit der Temperatur von — 15° bis 100° zugleich wächst und erst bei höheren Temperaturen abnimmt, so daß er bei 200° kleiner als bei 100° oder 0° Temperatur ausfällt. Nach den Versuchen von Baudrimont (s. Annales de chimie et de physique. Tom. XXX) verhält es sich ebenso mit dem Festigkeitsmodul der Metalle und insbesondere des Eisens. Auch haben die Versuche Wertheim's gezeigt, daß durch das Anlassen die Festigkeitsmodul der Metalle bedeutend vermindert werden, während sich die Elasticitätsmodul nicht sehr verändern, und daß dagegen die Cohäsion vorher angelassener Metalle bei der Temperaturerhöhung bis 200 Grad nicht bedeutend abnimmt. §. 359

Nach Wertheim's Versuchen sind die Elasticitätsmodul (E) von einigen Metallen nachfolgende.

Metalle	Temperatur		
	10 bis 15°	100° C.	200° C.
Schmiedeeisen	30'410000	32'070000	25'890000 Pfund
Gußstahl	28'620000	27'810000	26'220000 „
Kupfer	15'380000	14'370000	11'500000 „
Silber	10'440000	10'646000	9'320000 „
Blei	2'526000	2'384000	

Versuche über die Veränderung der Festigkeit des Eisens (Schmiedeeisens) und Kupfers sind schon früher in Nordamerika angestellt worden. Die Ergebnisse derselben werden mitgetheilt im XIX. und XX. Bande des vom Franklin-Institut herausgegebenen Journales, und sind auch zu finden im I. Bande von Combes' Traité de l'exploitation des mines.

Nach diesen Versuchen ist, wenn man den Festigkeitsmodul des Kupfers bei 0° zur Einheit annimmt, der Festigkeitsmodul desselben bei

0°	$16^3/_4$°	15°	100°	150°	200°	250°	294°	451°	$555^1/_2$° C.
1,0000	0,9927	0,9825	0,9460	0,9055	0,8487	0,7954	0,7442	0,5056	0,3259

Es hat also das Kupfer bei 280° von seiner Festigkeit $^1/_4$ und bei 555° von derselben $^2/_3$ verloren.

Ebenso ist hiernach, wenn man den Festigkeitsmudul des Schmiedeeisens bei 15 bis 20° = Eins setzt, derselbe bei den Temperaturen:

20°	100°	200°	300°	350°	390°	500°	550°	624°	714° C.
1,000	1,197	1,081	1,040	0,981	0,974	0,760	0,431	0,411	0,346

Es findet also auch diesen Versuchen zufolge, bei dem Schmiedeeisen anfangs bei Erhöhung der Temperatur, eine Zunahme der Festigkeit Statt. Mehreres hierüber in Bourne's Treatise on the Steam Engine, Art. strenght of boilers.

§. 360 **Flächen- und Raumausdehnung.** Mit Ausnahme der Krystalle und einiger wenigen Körper dehnen sich alle Körper nach allen Seiten gleichmäßig aus, so daß alle ihre Formen bei verschiedenen Wärmezuständen unter sich ähnlich sind. Nun verhalten sich aber die Inhalte ähnlicher Figuren wie die Quadrate, und die ähnlicher Körper wie die Cuben gleichliegender Seiten; daher ist es auch möglich, die Inhalte eines und desselben Körpers bei verschiedenen Wärmezuständen mit Hülfe ihrer Seitenlängen mit einander zu vergleichen. Geht bei einer Temperaturveränderung die Seite AB eines polygonalen Bleches ACE, Fig. 600, in $A_1 B_1$ über, so wird der Inhalt desselben $\left(\frac{A_1 B_1}{AB}\right)^2$ mal so groß als erst, und ändert sich die Seite AB eines Polyeders ACD, Fig. 601, in $A_1 B_1$ um, so ist sein neues

Volumen $\left(\frac{A_1 B_1}{A B}\right)^3$ mal das anfängliche. Dies vorausgesetzt, lassen sich nun auch leicht aus den Coefficienten der Längenausdehnung die der Flächen-

Fig. 600.

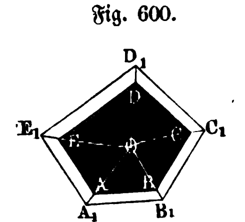
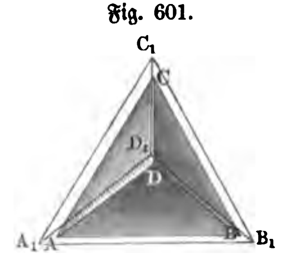


Fig. 601.



und Volumenausdehnung berechnen. Sind l_1 und l_2 die den Temperaturen t_1 und t_2 entsprechenden Seitenlängen, so hat man für die Flächenräume F_1 und F_2 das Verhältniß:

$$\left(\frac{F_1}{F_2}\right) = \left(\frac{l_1}{l_2}\right)^2 = \left(\frac{1 + \delta t_1}{1 + \delta t_2}\right)^2,$$

sowie für die Körperräume V_1 und V_2:

$$\frac{V_1}{V_2} = \left(\frac{l_1}{l_2}\right)^3 = \left(\frac{1 + \delta t_1}{1 + \delta t_2}\right)^3.$$

Wegen der Kleinheit von δt_1 und δt_2 läßt sich einfacher setzen:

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{1 + 2\delta t_1}{1 + 2\delta t_2} = (1 + 2\delta t_1)(1 - 2\delta t_2) = 1 + 2\delta (t_1 - t_2),$$

und

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{1 + 3\delta t_1}{1 + 3\delta t_2} = (1 + 3\delta t_1)(1 - 3\delta t_2) = 1 + 3\delta (t_1 - t_2);$$

oder:

$$F_2 = [1 + 2\delta (t_2 - t_1)]\, F_1$$

sowie

$$V_2 = [1 + 3\delta (t_2 - t_1)]\, V_1.$$

Man ersieht hieraus, daß der Coefficient 2δ der Flächenausdehnung **zweimal**, und der Coefficient 3δ der Volumenausdehnung **dreimal** so groß ist, als der Coefficient δ der Längenausdehnung.

Die letztere Formel findet vorzüglich noch ihre Anwendung bei der Bestimmung der Dichtigkeit eines Körpers. Ist γ_1 die Dichtigkeit bei der Temperatur t_1, und γ_2 die bei der Temperatur t_2, so hat man das Gewicht des Körpers $G = V_1 \gamma_1 = V_2 \gamma_2$, daher:

$$\frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \frac{V_1}{V_2} = 1 + 3\delta (t_1 - t_2) = 1 - 3\delta (t_2 - t_1).$$

Anmerkung. Wird das Gußeisen bis zum Glühen (1000^0 bis 1200^0) erhitzt, so erleidet es eine permanente Ausdehnung, welche bei Wiederholung oder langer Dauer des Glühens bedeutend ausfällt. Nach Ermann und Herter (s. Poggendorff's Annalen der Physik, Band 97) ist die permanente Linienausdehnung bei grauem Roheisen 0,0081 bis 0,0097, dagegen bei Spiegeleisen nur 0,001114.

Beispiel. In welchem Verhältnisse verändert sich das Volumen und die Dichtigkeit einer hohlen und massiven Eisenkugel bei Veränderung ihrer Temperatur von 10^0 bis 70^0? Für Gußeisen ist $3\delta = 3 . 0{,}00001109 = 0{,}00003327$, daher:

$$3\delta (t_2 - t_1) = 0{,}00003327\ (70 - 10) = 0{,}0019962;$$

es nimmt also das Volumen um 0,2 Procent zu, und die Dichtigkeit eben soviel ab; war letztere anfangs $7{,}1 . 61{,}74 = 438$ Pfund, so fällt sie bei dieser Temperaturerhöhung nur $438\ (1 - 0{,}0019964) = 437{,}13$ Pfund aus.

§. 361 **Ausdehnung der Flüssigkeiten.** Die tropfbarflüssigen Körper werden in der Regel durch die Wärme noch stärker ausgedehnt, als die festen Körper. Da diese Körper von Gefäßen umschlossen und diese durch Zunahme an Wärme ausgedehnt und weiter werden, so müssen wir bei den Flüssigkeiten die scheinbare Ausdehnung von der wahren oder absoluten Ausdehnung durch Wärme unterscheiden, und es ist jedenfalls die erstere gleich der Differenz zwischen der wahren Ausdehnung der Flüssigkeit und der Ausdehnung des Gefäßes. Ist der Inhalt eines ganz oder bis zu einer Marke zu füllenden Gefäßes bei der Temperatur t_1, $= V_1$, und die Volumenausdehnung des Gefäßes $= \delta_1$, die der flüssigen Füllung aber $= \delta$, so hat man für eine Temperatur t_2 das Volumen des Gefäßes:

$$V_2 = \left(\frac{1 + \delta_1 t_2}{1 + \delta_1 t_1}\right) V_1;$$

dagegen das Volumen der Flüssigkeit:

$$V = \left(\frac{1 + \delta t_2}{1 + \delta t_1}\right) V_1,$$

daher die wahre oder absolute Ausdehnung derselben:

$$V - V_1 = \left(\frac{1 + \delta t_2}{1 + \delta t_1} - 1\right) V_1 = \frac{\delta (t_2 - t_1)}{1 + \delta t_1} V_1,$$

und dagegen die scheinbare Ausdehnung:

$$V - V_2 = \left(\frac{1 + \delta t_2}{1 + \delta t_1} - \frac{1 + \delta_1 t_2}{1 + \delta_1 t_1}\right) V_1 = \frac{(\delta - \delta_1)(t_2 - t_1)}{(1 + \delta t_1)(1 + \delta_1 t_1)} V_1$$

$$= \frac{(\delta - \delta_1)\ (t_2 - t_1)}{(1 + \delta t_1)\ (1 + \delta_1 t_2)} V_2.$$

Sind die Ausdehnungen klein, so kann man annähernd

$$V - V_1 = \delta\ (t_2 - t_1)\ V_1$$

und

$$V - V_2 = (\delta - \delta_1)(t_2 - t_1) V_1$$

setzen, also die scheinbare Ausdehnung finden, wenn man die Differenz $(\delta - \delta_1)$ der Ausdehnungscoefficienten der Flüssigkeit und des Gefäßes als Ausdehnungscoëfficient in die Formeln einsetzt. Die absolute Ausdehnung des Quecksilbers ist von Dulong und Petit durch Vergleichung der Höhen zweier communicirenden Quecksilbersäulen von verschiedenen Temperaturen ermittelt worden, die scheinbare Ausdehnung in Glasröhren dagegen durch sogenannte Gewichtsthermometer, wo die Temperatur nach der durch Erwärmung ausgetriebenen Quantität Quecksilber bestimmt wird. Hiernach hat man die absolute Ausdehnung des Quecksilbers

bei Erwärmung von 0 bis $100^0, = \frac{100}{5550} = 0{,}018018$, dagegen

" " " 100 " $200^0, = \frac{100}{5425} = 0{,}018433$, und

" " " 200 " $300^0, = \frac{100}{5300} = 0{,}018868$.

Die scheinbare Ausdehnung des Quecksilbers aber wurde bei Zunahme der Wärme von 0 bis $100^0, = \frac{100}{6480} = 0{,}015432$ gefunden, weshalb hiernach die entsprechende Volumenausdehnung der Glasröhre

$$= 0{,}018018 - 0{,}015432 = 0{,}002586$$

wäre, was mit der Angabe in §. 355 gut übereinstimmt, da sich hiernach die Längenausdehnung des Glases $= \frac{1}{3} . 0{,}002586 = 0{,}000862$ berechnet, während dort dieselbe 0,00086133 angegeben wird. Uebrigens ist aber nach Regnault und nach Isidor Pierre (s. Recherches sur la dilatation des liquides, Annales de chimie et de physique, Tome XV, 1825) die Ausdehnung verschiedener Gasarten sehr verschieden. Namentlich findet der Letztere für Glas

$$\delta = 0{,}000019026 \text{ bis } 0{,}000026025.$$

Mit Hülfe des oben angegebenen Ausdehnungscoefficienten $\delta = 0{,}00018018$ für Quecksilber läßt sich nun das specifische Gewicht des Quecksilbers für jede Temperatur berechnen, es ist nämlich dasselbe:

$$\varepsilon = \frac{13{,}598}{1 + 0{,}00018018 . t}.$$

Mit Hülfe des absoluten Ausdehnungscoefficienten $\delta = 0{,}00018018$ des Quecksilbers läßt sich auch ein beobachteter Barometer- oder Manometerstand h von einer Temperatur t auf eine andere Temperatur t_1 reduciren. Es ist der reducirte Barometerstand:

$$h_1 = \frac{\gamma}{\gamma_1} h = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} h = \left(\frac{1 + \delta t_1}{1 + \delta t}\right) h = \left(\frac{1 + 0{,}00018018\, t_1}{1 + 0{,}00018018\, t}\right) h$$
$$= \left(\frac{5550 + t_1}{5550 + t}\right) h,$$

da sich bei gleichen Drücken die Höhen zweier Flüssigkeitssäulen umgekehrt wie die Dichtigkeiten γ und γ_1 oder specifischen Gewichte ε und ε_1 dieser Flüssigkeitssäulen zu einander verhalten.

Anmerkung. Nach Regnault ist das Volumen des Quecksilbers bei t^0 Wärme:

$$V = (1 + 0{,}000179007\, t + 0{,}0000000252316\, t^2) \,.\, V_0,$$

wenn V_0 dasselbe bei 0^0 Wärme bezeichnet.

Beispiel. Wenn sich die in einer Glasröhre eingeschlossene Quecksilbersäule aus der Temperatur t in t_1 umändert, so geht ihre Höhe h in

$$h_1 = [1 + (\delta - 2\delta_1)(t_1 - t)]\, h$$

über, denn das neue Volumen ist

$$V_1 = [1 + \delta\, (t_1 - t)]\, V = [1 + \delta\, (t_1 - t)]\, \pi r^2 h$$

und auch

$$= (1 + 2\delta_1)(t_1 - t)\, \pi r^2 \,.\, h_1,$$

da der Querschnitt πr^2 in Folge der Flächenausdehnung die Größe

$$(1 + 2\delta_1)(t_1 - t)\, \pi r^2$$

annimmt. Nun ist aber

$$\delta = 0{,}00018018 \quad \text{und} \quad 2\delta_1 = 2 \,.\, 0{,}0000086133 = 0{,}0000172266,$$

daher folgt:

$$h_1 = [1 + (\delta - 2\delta_1)(t_1 - t)]\, h = [1 + 0{,}00016295\, (t_1 - t)]\, h.$$

Wäre $t = 10^0$, $t_1 = 50^0$ und $h = 30$ Zoll, so hätte man hiernach:

$$h_1 = (1 + 0{,}00016295 \,.\, 40) \,.\, 30 = 30{,}1955 \text{ Zoll}.$$

§. 362 **Ausdehnung des Wassers.** Die übrigen Flüssigkeiten, zumal aber das Wasser, dehnen sich nicht proportional der Wärmezunahme aus, auch sind die Ausdehnungen bei den übrigen Flüssigkeiten größer als beim Quecksilber, insbesondere größer als bei den festen Körpern. Folgende Zusammenstellung führt die Ausdehnungsverhältnisse der in der Technik am häufigsten vorkommenden Flüssigkeiten vor Augen.

Die Ausdehnung ist bei 0 bis 100^0 Wärmezunahme:
für Alkohol von 0,817 specif. Gewicht, $= {}^1/_9 = 0{,}1112$, nach Dalton,
„ Olivenöl und Leinöl, $= {}^{10}/_{125} = 0{,}80$, desgl.,
„ Schwefelsäure von 1,85 specif. Gewicht, $= {}^{100}/_{1667} = 0{,}060$, desgl.,
„ Schwefeläther, $= {}^1/_{14} = 0{,}0700$, desgl.
„ gesättigte Kochsalzauflösung, $= {}^1/_{20} = 0{,}050$, nach Hallström,
„ Wasser, $= {}^{100}/_{2092} = 0{,}04775$, desgl.,
„ Quecksilber, $= {}^{10}/_{555} = 0{,}018018$, nach Dulong und Petit.

Am ungleichförmigsten dehnt sich aber das Wasser aus, dessen Dichtigkeit sogar von 0 bis beinahe 4° Wärme nicht ab-, sondern zunimmt, so daß diese bei der letzten Temperatur ihren Maximalwerth erreicht. Man hat auf verschiedene Weisen das Ausdehnungsgesetz des Wassers zu ermitteln gesucht, vorzüglich hat man dazu große Wasserthermometer angewendet. Auch hat man den Versuchsresultaten empirische Formeln anzupassen gesucht, und mit Hülfe derselben die hierzu nöthigen Constanten bestimmt. Es ist zu erwarten, daß sich von allen diesen Formeln folgende zwei von Hallström am meisten an die Versuche anschließen.

Ist V_0 das Volumen des Wassers bei 0° und V das bei t Grad, so hat man für Temperaturen von 0° und 30°:

$$V = (1 - 0{,}000057577\,t + 0{,}0000075601\,.\,t^2 - 0{,}00000003509\,t^3)\,V_0,$$

und für eine solche zwischen 30° und 100°:

$$V = (1 - 0{,}0000094178\,t + 0{,}00000533661\,t^2 - 0{,}0000000104086\,t^3)\,V_0;$$

und es ist hiernach für $t = 3{,}92^0$ das Volumen am kleinsten, und zwar $= 9{,}9998887$. Den Beobachtungen zufolge, kommt aber das Minimalvolumen oder die Maximaldichtigkeit des Wassers bei 3,9° Wärme vor. Nach den neuesten Untersuchungen von Kopp ist für Temperaturen zwischen 0° und 25° C.:

$$V = (1 - 0{,}000061045\,t + 0{,}0000077183\,t^2 - 0{,}00000003734\,t^3)\,V_0,$$

und hiernach die größte Dichtigkeit des Wassers bei 4,08° (s. Poggendorff's Annalen, Bd. LXXII).

Gewöhnlich nimmt man an, daß dieser größte Dichtigkeitszustand des Wassers bei 4° eintrete. Wenn man das Volumen des Wassers

bei 4° = 1,00000 setzt, so hat man nach Despretz:

„	5° = 1,00001,		
„	6° = 1,00003,	bei	40° = 1,00773,
„	8° = 1,00012,	„	50° = 1,01205,
„	10° = 1,00027,	„	60° = 1,01698,
„	12° = 1,00047,	„	70° = 1,02255,
„	15° = 1,00087,	„	80° = 1,02885,
„	20° = 1,00179,	„	90° = 1,03566,
„	25° = 1,00293,	„	100° = 1,04315.
„	30° = 1,00433,		

Anmerkung 1. Nach dem neuen französischen Maß- und Gewichtssysteme ist das Gewicht eines Cubikcentimeters Wasser bei 4° Temperatur und 0,76 Meter Barometerstand, = 1 Gramme, und nach dem alten preußischen Maß- und Gewichtssysteme ist das Gewicht eines Cubikfußes Wasser bei 15° R. Wärme und 28 paris. Zoll Barometerstand, = 66 Pfund. Dieses vorausgesetzt, läßt sich das Gewicht des letzteren bei 4° C., da 15° R. = $\frac{5}{4}$. 15 = $18\frac{3}{4}$° C. ist, = 1,00153 . 66 = 66,101 Pfund setzen. Nun ist aber ein preußischer Fuß = 31,38535 Centimeter, und

hiernach ein Cubikfuß = 3091,584 Cubikcentimeter, daher folgt der Werth eines alten preußischen Pfundes:

$$= \frac{30915,84}{66,101} = 467,71 \text{ Gramme},$$

sowie umgekehrt, der eines Grammes, = 1 : 467,71 = 0,0021381 Pfund, also ein Kilogramm = 2,1381 Pfund.

Anmerkung 2. Versuche über die Ausdehnung des Wassers und zum Theil auch anderer Flüssigkeiten sind angestellt worden von Munke, Stampfer, Hallström, Despretz, und in der neuesten Zeit von Kopp, J. Pierre, und es ist hierüber nachzusehen in Gehler's physikalischem Wörterbuche, Bd. I und IV, im Jahrb. des k. k. polytechn. Instituts, Bd. XVI, ferner in Poggendorff's Annalen, Bd. I, IX, XXXIV und LXXII, und in den Annales de chimie et de physique, T. LXX und XV.

§. 363 **Ausdehnung der Luft.** Die Ausdehnung der Luft und anderer Gase durch die Wärme ist viel bedeutender und erfolgt in Hinsicht auf die Angaben der Quecksilberthermometer viel regelmäßiger, als die der tropfbaren Flüssigkeiten. Gay-Lussac fand dieselbe mit Hülfe eines durch eine kurze Quecksilbersäule abgesperrten Luftthermometers bei Zunahme der Temperatur von 0 bis 100°, für die atmosphärische Luft, sowie für verschiedene andere Gase, = $^3/_8$ = 0,375. Rudberg fand aber dieses Ausdehnungsverhältniß kleiner, als er bei seiner Untersuchung durch Chlorcalcium vollkommen getrocknete Luft in einer Thermometerröhre durch Wasserdämpfe bis 100° erhitzte und die Ausdehnung durch die bei erfolgter Abkühlung eingedrungene Quecksilbermenge maß; es ergab sich dasselbe nur 0,365. In der neuesten Zeit haben ferner Magnus und Regnault die Ausdehnungscoefficienten der Luft u. s. w. durch besondere Methoden mit noch größerer Genauigkeit bestimmt. Beide fanden, unabhängig von einander, dieses Ausdehnungsverhältniß bei völlig trockener atmosphärischer Luft, = $^{11}/_{30}$ = 0,3665.

Was die übrigen Gase anlangt, so geben nur diejenigen, welche sich durch hohen Druck in tropfbare Flüssigkeiten verwandeln lassen, etwas größere Ausdehnungsverhältnisse, namentlich zeichnet sich das schwefligsaure Gas durch das große Verhältniß 0,390 aus. Auch hat sich aus den Versuchen von Regnault ergeben, daß das Ausdehnungsverhältniß der Luft bei hohem Drucke etwas größer ist, als bei tiefem und mittlerem; während sich aus den Beobachtungen beim Drucke von 109,72 Millimeter das Ausdehnungsverhältniß 0,365 berechnet, stellt sich dasselbe bei 3655,6 Millimeter, 0,371 heraus.

Die Anwendung dieser Verhältnisse auf die Reductionen der Gasmengen von einer Temperatur zur anderen u. s. w. ist bereits in Bd. I, §. 392 und 393, gezeigt worden.

Durch Vergleichung der Angaben der Luft- und Quecksilberthermometer

unter einander hat sich ergeben, daß beide einander nicht ganz correspondiren; so fand z. B. Magnus, daß 100°, 200°, 300° nach dem Quecksilberthermometer entsprachen: 100°, 197,5°, 294,5° des Luftthermometers.

Anmerkung. Die neueren Untersuchungen über die Ausdehnung der Gase sind abgehandelt in Poggendorff's Annalen, Bd. L und LII, sowie auch in Regnault's Memoiren ꝛc. (S. §. 328).

Die in §. 392, Bd. I, aus dem Mariotte'schen und Gay-Lussac'schen Gesetze entwickelte Formel §. 364

$$\frac{V}{V_1} = \frac{1 + \delta t}{1 + \delta t_1} \cdot \frac{p_1}{p}$$

geht, wenn $t_1 = 0$ ist, und V_0 und p_0 das Luftvolumen und die Pressung desselben bei Null Grad Wärme bezeichnen, in

$$\frac{V}{V_0} = (1 + \delta t)\,\frac{p_0}{p}, \text{ oder}$$

$$\frac{Vp}{V_0\,p_0} = 1 + \delta t \text{ über.}$$

Da $\delta = 0{,}00366$ ist, so hat man auch

$$\frac{V_n p_n}{V_0\,p_0} = 1{,}336,$$

wenn V_n und p_n das Volumen und die Pressung desselben Luftquantums bei $t_1 = 100$ Grad Wärme bezeichnen.

Auch hat man für die Temperatur t des Luftvolumens V von der Pressung p die Formel

$$t = \frac{Vp - V_0 p_0}{\delta\, V_0 p_0} = 273^0 \cdot \left(\frac{Vp - V_0 p_0}{V_0 p_0}\right).$$

Die Temperatur, bei welcher die Pressung Null (p) ausfällt, oder die Elasticität der Luft verschwindet, ist hiernach

$$t = -\,273 \text{ Grad.}$$

Diese Temperatur giebt den sogenannten absoluten Nullpunkt an und eine andere von diesem Anfangspunkt aus gemessene Temperatur τ heißt die absolute Temperatur (franz. température absolue; engl. absolute temperature).

Dieselbe ist also

$$\tau = 273^0 + t,$$

sowie die gewöhnliche relative Temperatur

$$t = \tau - 273^0.$$

Für $t = 100^0$ hat man z. B. $\tau = 373^0$, dagegen für

$$\tau = 250^0,\ t = -\,23^0.$$

Bei Einführung der absoluten Temperatur erhält man einfach

$$1 + \delta t = 1 + \delta \left(\tau - \frac{1}{\delta}\right) = \delta \tau, \text{ daher}$$

$$\frac{Vp}{V_0 p_0} = \delta \tau,$$

und ebenso für ein Luftvolumen V_1 von der Pressung p_1 und absoluten Temperatur τ_1

$$\frac{V_1 p_1}{V_0 p_0} = \delta \tau_1;$$

daher nimmt dann obige Hauptformel folgende einfachere Gestalt an

$$\frac{V}{V_1} = \frac{\tau}{\tau_1} \frac{p_1}{p}, \text{ oder } \frac{Vp}{V_1 p_1} = \frac{\tau}{\tau_1}.$$

Die Formel $\frac{Vp}{V_0 p_0} = \delta \tau$ ist für vollkommene Gase, wohin vor Allem das Wasserstoffgas gehört, gültig; für unvollkommene Gase, z. B. für kohlensaures Gas, hat man dagegen

$$\frac{Vp}{V_0 p_0} = \delta t - A_0 - \frac{A_1}{\tau} - \frac{A_2}{\tau_2} \text{ u. s. w. zu setzen.}$$

Bezeichnen v, v_1 u. s. w. die Volumina einer Gasmenge vom Gewichte = Eins, so hat man in $\frac{vp}{\tau} = \frac{v_1 p_1}{\tau_1} = \frac{v_0 p_0}{\tau_1}$ eine constante Größe R, und es ist $vp = R\tau$, oder wenn noch γ, γ_1 u. s. w. γ_0 die Gewichte der Raumeinheit Gas bezeichnen, und hiernach $v\gamma = v_1 \gamma_1 = 1$ gesetzt wird,

$$\frac{p}{\gamma \tau} = \frac{p_1}{\gamma_1 \tau_1} = \frac{p_0}{\gamma_0 \tau_0} = R.$$

Sind R und R_1 die Constanten für zwei verschiedene Gase, so hat man

$$\frac{R_1}{R} = \frac{p_1}{\gamma_1 \tau_1} \cdot \frac{\gamma \tau}{p}, \text{ also für } \tau = \tau_1 \text{ und } p = p_1,$$

$\frac{R_1}{R} = \frac{\gamma}{\gamma_1} = \frac{1}{\varepsilon}$, wenn ε das specifische Gewicht der zweiten Gasart in Hinsicht auf die erstere bezeichnet.

Für atmosphärische Luft hat man bei $t_0 = 0$ Grad Wärme und 0,76 Meter Barometerstand den Druck pr. Quadratmeter $p = 10334$ Kilogramm und das Gewicht eines Cubikmeters

$\gamma = 1{,}29318$ Kilogramm, folglich läßt sich hier setzen:

$$\frac{p}{\gamma \tau} = \frac{10334}{1{,}29318 \,.\, 273} = 29{,}272.$$

s ist.

$$\varepsilon = \frac{1,42980}{1,29318} = 1,10563, \text{ daher } R_1 = \frac{R}{\varepsilon} = 26,475,$$

ferner für Stickstoffgas

$$\varepsilon = 0,97137, \text{ daher } R_1 = 30,134,$$

und für Wasserstoffgas

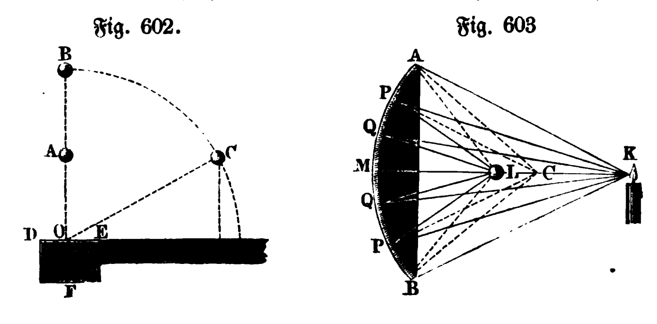
$$\varepsilon = 0,06926, \text{ folglich } R_1 = 422,61.$$

Strahlende Wärme. Die Wärme eines Körpers theilt sich anderen Körpern entweder durch Ausstrahlung (franz. und engl. radiation) oder durch Berührung (franz. und engl. contact) mit, und man nennt die auf die erste Art mitgetheilte Wärme die strahlende Wärme (franz. chaleur rayonnante; engl. rediating heat). Der wesentliche Unterschied zwischen beiden Arten der Wärmeausbreitung besteht aber darin, daß die strahlende Wärme durch den leeren Raum, durch Luft, Wasser und andere Körper hindurch und in einen dritten Körper übergeht, ohne eine Spur in jenen zurückzulassen, während bei der Mittheilung durch Berührung erst der Zwischenkörper erwärmt und von diesem die Wärme auf einen dritten Körper übergetragen wird. §. 365

Die Ausstrahlung der Wärme erfolgt nach demselben Gesetze, wie die Ausstrahlung des Lichtes. Namentlich pflanzt sich die Wärme, wie das Licht, in geraden Linien, welche man Wärmestrahlen (franz. rayons de chaleur; engl. rays of heat) nennt, fort. Auch steht die strahlende Wärme im umgekehrten Verhältnisse des Quadrates der Entfernung, dergestalt, daß von einer und derselben Wärmequelle der doppelte, dreifach entfernte Körper u. s. w. nur ein Viertel, ein Neuntel der Wärme u. s. w. erhält, als der Körper in der einfachen Entfernung. Ferner wächst auch die Intensität der strahlenden Wärme wie der Sinus des Winkels, welchen der Wärmestrahl mit der Wärme ausstrahlenden Fläche einschließt.

Der Körper A, Fig. 602, wird z. B. durch den Wärme ausstrahlenden Ofen DEF viermal so stark erwärmt, als der Körper B, welcher noch ein-

Fig. 602. Fig. 603



mal so weit entfernt ist vom Ofen als dieser, und der Körper *B* nimmt wieder noch einmal so viel strahlende Wärme auf, als der in gleicher Entfernung befindliche Körper *C*, weil die mittlere Richtung der zu *C* gelangenden Wärmestrahlen mit der strahlenden Fläche *DE* einen Winkel *COE* von 30° einschließt, dessen Sinus = $\frac{1}{2}$ ist.

Ebenso werden die Wärmestrahlen genau nach demselben Gesetze reflectirt wie die Lichtstrahlen; es ist auch hier der Reflexionswinkel dem Einfallswinkel gleich. Die auf einen Kugelspiegel *AMB*, Fig. 603 (a. v. S.), fallenden Wärmestrahlen *KP*, *KQ* u. s. w. werden deshalb von demselben in solchen Richtungen *PL*, *QL* u. s. w. zurückgeworfen, daß der Reflexionswinkel *CPL* gleich dem Einfallswinkel *CPK*, ebenso der Reflexionswinkel *CQL* gleich dem Einfallswinkel *CQK* u. s. w. ist, und es concentriren sich deshalb auch sämmtliche der Mitte *M* des Spiegels nahe einfallenden Wärmestrahlen beinahe in demselben Punkte *L*.

Endlich finden auch in Ansehung der Brechung oder Ablenkung bei den Wärmestrahlen, wenn dieselben aus einem Körper in einen anderen übergehen, nahe dieselben Verhältnisse statt, wie bei den Lichtstrahlen.

§. 366 Das Vermögen der Körper, die Wärme auszustrahlen, hängt von der Temperatur des Körpers und von der Größe und Beschaffenheit seiner Oberfläche ab. Im Allgemeinen strahlen die Oberflächen sehr dichter Körper weniger Wärme aus, als die Oberflächen weniger dichter Körper, vorzüglich haben aber rauhe Oberflächen ein größeres Ausstrahlungsvermögen, als glatt polirte Oberflächen. Nach den Versuchen von Melloni ist, wenn man das Wärmeausstrahlungsvermögen einer mit Kienruß überzogenen Fläche durch 100 ausdrückt, das einer Bleiweißoberfläche ebenfalls 100, das einer mit schwarzer Tusche überstrichenen Oberfläche aber = 85, das einer Gummilackoberfläche = 72, und das einer Metallfläche gar nur 12; übrigens hängt aber auch dieses Vermögen noch etwas von der Dicke der Schicht ab, welche die Oberfläche des Körpers bildet.

Das Wärmeabsorptionsvermögen der Körper oder das Vermögen der Körper, strahlende Wärme in sich aufzunehmen, ist bei verschiedenen Körpern verschieden und verhält sich genau so wie das Ausstrahlungsvermögen; geschwärzte und rauhe Körper nehmen daher auch die Wärme leichter in sich auf, als Körper mit glatten oder polirten Oberflächen.

Das Vermögen der Körper, die Wärmestrahlen zurückzuwerfen, oder das sogenannte Reflexionsvermögen, ist das Complement des Ausstrahlungs- oder Absorptionsvermögens; je mehr ein Körper Wärmestrahlen in sich aufnimmt, desto weniger wird er natürlich zurückwerfen; aus diesem Grunde werfen die mit Ruß überzogenen Flächen fast gar keine Wärme zurück; während polirte Metallflächen die meiste Wärme reflectiren. Uebrigens werden

nicht alle Wärmestrahlen regelmäßig nach dem oben angeführten Gesetze sondern es wird auch ein Theil unregelmäßig nach allen Seiten hin zurückgeworfen, oder, wie man sagt, es findet in der Nähe der Oberfläche der meisten Körper auch eine Diffusion der Wärmestrahlen Statt. Setzt man, nach Leslie, das Reflexionsvermögen des polirten Messings = 100, so ist dasselbe für Silber = 90, für Stahl = 70, für Glas = 10, für eine mit Ruß überzogene Fläche aber = 0.

Sehr verschieden ist endlich noch das Dimissions- oder Durchstrahlungsvermögen verschiedener Körper. Manche Körper halten die Wärmestrahlen auf und lassen gar keine durch, andere hingegen lassen die Wärmestrahlen durch wie die durchsichtigen Körper die Lichtstrahlen; jene nennt man athermane, diese diathermane Körper. Die Luft ist ein diathermaner Körper, nächstdem ist das Steinsalz ein sehr diathermaner Körper; übrigens sind nicht nur die durchsichtigen, sondern auch manche undurchsichtige Körper, wie z. B. schwarzes Glas, Glimmer u. s. w., diatherman. Auch hängt die Stärke der Durchstrahlung noch von der Art der Wärmequelle ab, und es scheint nur das Steinsalz eine Ausnahme hiervon zu machen. Endlich lassen natürlich dünnere Mittel (Platten) mehr Wärmestrahlen durch, als dicke, welche um so mehr Wärme verschlucken, je dicker sie sind.

Anmerkung. Um sich genauer über die letzteren Wärmeverhältnisse, namentlich aber über die Untersuchungen Melloni's zu unterrichten, muß man in den Werken über Physik, z. B. in den Lehrbüchern von Müller, Mousson, Wüllner u. s. w., nachlesen. S. auch „die Wärmemeßkunst" von C. Schinz. Ueber die neueren Forschungen von Provostaye und Desains wird in den Annal. de chim. et de phys. T. XXX, 1850, gehandelt.

Wärmeleitung. Die Ausbreitung der Wärme in einem und demselben Körper, sowie die Mittheilung der Wärme durch Berührung, bezeichnet man mit dem Namen der Wärmeleitung (franz. conductibilité de la chaleur; engl. conduction of the head). Die Leichtigkeit oder Schnelligkeit dieser Mittheilungsart der Wärme ist bei verschiedenen Körpern sehr verschieden; manche Körper haben ein großes Wärmeleitungsvermögen (franz. pouvoir conducteur; engl. conducting power) und andere ein kleines; in jenen verbreitet sich die Wärme sehr schnell, in diesen aber sehr langsam; man nennt daher auch jene gute Wärmeleiter (franz. bons conducteurs de la chaleur; engl. good conductors of the heat), diese aber schlechte Wärmeleiter (franz. mauvais conducteurs de la chaleur; engl. worse conductors of the heat). Gute Wärmeleiter sind die Metalle, jedoch manche mehr, manche weniger; schlechte Wärmeleiter hingegen sind das Holz, Stroh, Bettfedern, Seide, Wolle, Haare, Kohle, Asche u. s. w., überhaupt aber die lockeren Körper. Durch Zertheilung, Pulverisiren u. s. w. werden gute Wärmeleiter in schlechte, und letztere in noch schlechtere umgeändert. §. 367

Nach Despretz's Beobachtungen an Stäben, welche an einem Ende erhitzt wurden, ist, wenn die durch die Differenz der Temperaturen an den beiden Enden der Stäbe gemessene Leitungsfähigkeit des Goldes = 1000 angenommen wird, die von Platin = 981, von Silber = 973, von Kupfer = 898, von Eisen = 374, von Zink = 363, von Zinn = 303 und von Blei = 180. Die Leitungsfähigkeit von Marmor setzt man gewöhnlich = 23 und die von gebrannten Steinen gar nur 12, wiewohl mit weniger Sicherheit.

Hiervon weichen die von Wiedemann und Franz gefundenen Resultate bedeutend ab (s. Poggendorff's Annalen der Physik, Bd. 89).

Ist hiernach die Leitungsfähigkeit des Silbers = 100, so hat man

für Kupfer	73,6	für Blei	8,5
„ Gold	53,2	„ Platin	8,4
„ Zinn	14,5	„ Metall von Rose . .	2,8
„ Eisen	11,9	„ Wismuth	1,8
„ Stahl	11,6		

Die Flüssigkeiten sind zwar schlechte Wärmeleiter, sie nehmen aber die Wärme schnell auf, weil sie durch die hierbei eintretende ungleichmäßige Ausdehnung in Bewegung gerathen und dabei die weniger warmen Theile der Erwärmungsquelle näher geführt werden. Um sich von dem schlechten Wärmeleitungsvermögen der Flüssigkeiten zu überzeugen, entzündet man eine auf die Flüssigkeit gegossene dünne Schicht Schwefeläther und beobachtet den Stand eines wenig unter dieser Schicht in die Flüssigkeit eingehaltenen Thermometers. Nach Despretz, der eine Wassersäule durch wiederholtes Zutreten von heißem Wasser gleichmäßig zu erwärmen suchte, ist das Leitungsvermögen des Wassers nur 9 bis 10.

Die Luft und die Gase überhaupt sind jedenfalls schlechte Wärmeleiter, doch läßt sich das Leitungsvermögen derselben durch Thermometer wegen ihrer Strömungen und wegen ihrer größeren Wärmestrahlung nicht mit Sicherheit beobachten. Das schlechte Wärmeleitungsvermögen derselben macht sich aber dadurch bemerkbar, daß Körper, welche von allen Seiten mit Luftschichten umgeben sind, sehr langsam erwärmt oder erkältet werden.

§. 368 **Abkühlungsvermögen.** Sehr verschieden ist endlich die Geschwindigkeit, mit welcher heiße Körper ihre Wärme absetzen oder abkühlen. Ist ein heißer Körper von einem festen Körper umgeben, so erfolgt die Abkühlung (franz. refroidissement; engl. cooling) desselben vorzüglich nur durch das Leitungsvermögen des letzteren, ist aber die Umgebung des heißen Körpers eine tropfbare Flüssigkeit, so erfolgt das Abkühlen theils durch Wärmeleitung, theils und vorzüglich, durch die innere Bewegung der Flüssigkeit; ist

ferner der heiße Körper von einer elastischen Flüssigkeit umgeben, so hängt die Schnelligkeit zugleich auch noch von der Wärmestrahlung ab, und befindet er sich endlich im luftleeren Raume, so ist es nur die Ausstrahlung, welche demselben die Wärme entzieht. Im Allgemeinen läßt sich behaupten, daß die Abkühlung von der Temperaturdifferenz und von der Art und Größe der Oberfläche des wärmegebenden Körpers abhängt; es läßt sich annehmen, daß der Wärmeverlust der Oberfläche und, bei mäßigem Temperaturüberschusse, auch diesem proportional sei. Durch die späteren Untersuchungen von Dulong und Petit ist jedoch gezeigt worden, daß das erstere, zuerst von Newton aufgestellte Gesetz allgemein und zumal bei größeren Temperaturdifferenzen, nicht gültig ist. Die Gesetze der Abkühlung sind sehr verwickelt; Dulong und Petit haben dieselben für heiße Körper im luftleeren und lufterfüllten Raume zu ermitteln gesucht, indem sie vorher erhitzte große Quecksilberthermometer in einen Kupferballon einhingen, der von außen mit Wasser von einer bestimmten Temperatur umgeben war, und nun das Sinken dieser Thermometer beobachteten. Folgende Tabelle enthält die Hauptergebnisse dieser Beobachtungen.

Temperaturüberschuß.	Bloße Thermometerkugel.			Uebersilberte Thermometerkugel.		Mit Ruß überzogene Thermometerkugel.	
	Vollständige Abkühlung.	Abkühlung durch Strahlung.	Abkühlung durch Berührung.	Vollständige Abkühlung.	Abkühlung durch Strahlung.	Vollständige Abkühlung.	Abkühlung durch Strahlung.
260°	24,42°	16,32°	8,10°	10,96°	2,86°	32,02°	23,92°
240	21,12	13,71	7,41	9,82	2,41	27,48	20,07
220	17,92	11,31	6,61	8,59	1,98	23,10	16,49
200	15,30	9,38	5,92	7,57	1,65	19,66	13,74
180	13,04	7,85	5,19	6,57	1,38	16,28	11,09
160	10,70	6,20	4,50	5,59	1,09	13,57	9,07
140	8,75	5,02	3,73	4,61	0,88	11,06	7,33
120	6,82	3,71	3,11	3,80	0,69	8,85	5,74
100	5,56	3,03	2,53	3,06	0,53	6,94	4,41
80	4,15	2,22	1,93	2,32	0,39	5,17	3,24
60	2,86	1,53	1,33	1,60	0,27	3,67	2,24
40	1,74	0,95	0,79	0,96	0,17	2,20	1,41
20	0,77	0,43	0,34	0,42	0,08	1,00	0,66
10	0,37	0,22	0,15	0,19	0,04	0,48	0,33

Man ersieht aus dieser Tabelle, welche die in Thermometergraden ausgedrückten Abkühlungen pr. Minute angiebt, daß die Beobachtungen dem oben ausgesprochenen Gesetze von Newton nicht entsprechen, denn die zweite Columne der Tabelle giebt uns für die Differenzen:

$$40^0,\ 80^0,\ 120^0,\ 160^0,\ 200^0,\ 240^0$$

zwischen der Temperatur des der Abkühlung ausgesetzten Thermometers, und der der äußeren Wasserhülle, die Abkühlung pr. Minute:

$$1{,}74^0,\ 4{,}15^0,\ 6{,}82^0,\ 10{,}70^0,\ 15{,}30^0,\ 21{,}12^0,$$

müßte aber nach Newton geben:

$$1{,}74^0,\ 2 \,.\, 1{,}74^0 = 3{,}48,\ 3 \,.\, 1{,}74^0 = 5{,}22^0,\ 4 \,.\, 1{,}74^0 = 6{,}96^0,$$

$$5 \,.\, 1{,}74^0 = 8{,}70^0,\ 6 \,.\, 1{,}74^0 = 10{,}44^0.$$

Nur bei kleinen Temperaturüberschüssen von höchstens 40° läßt sich annähernd setzen, daß die Abkühlungsgeschwindigkeit dem Temperaturüberschusse proportional sei.

Die Vergleichung der Zahlenwerthe in den verschiedenen Verticalcolumnen unter einander führt deutlich vor Augen, daß bei einer glänzenden Metallfläche die Abkühlung durch Strahlung klein ist gegen die Abkühlung durch Berührung, daß dagegen bei der mit Ruß überzogenen Fläche die Abkühlung durch Strahlung den größten Theil von der ganzen Abkühlung ausmacht. Die in der vierten Columne der Tabelle aufgeführten Werthe der Abkühlung durch Berührung sind durch Subtraction der in der zweiten und dritten Columne, entweder bei lufterfülltem oder bei luftleerem Ballon beobachteten Werthe gefunden worden, und gelten natürlich für alle Arten von Oberflächen. Uebrigens hängt natürlich die Abkühlungsgeschwindigkeit noch von der Größe der Oberfläche des der Abkühlung ausgesetzten Körpers ab. Die Abkühlung eines Körpers ist sehr gut mit dem Ausflusse des Wassers aus einem Gefäße zu vergleichen; was hier die Druckhöhe ist, ist dort die Temperaturdifferenz, und die Stelle der Ausflußöffnung vertritt dort die Abkühlungsfläche. Sowie man Ausfluß unter constantem und Ausfluß unter abnehmendem Drucke unterscheidet, ebenso hat man Abkühlung bei constanter und Abkühlung bei abnehmender Temperatur zu unterscheiden. Sowie beim Leeren eines prismatischen Ausflußgefäßes die Ausflußzeit dem Volumen direct und der Ausmündung umgekehrt proportional wächst, ebenso verhält sich die Abkühlungszeit direct wie die sich abkühlende Masse und umgekehrt wie ihre Oberfläche. Hiermit stimmen auch die Beobachtungen von Dulong und Petit überein, welchen zufolge die Abkühlungszeiten den Durchmessern der Thermometerkugeln proportional sind.

Nach den Untersuchungen von Dulong und Petit ist die Geschwindigkeit der Abkühlung durch Ausstrahlung oder im luftleeren Raume, d. i. der Wärmeverlust während einer Zeiteinheit, bestimmbar durch die Formel

$$v_1 = \mu_1 a^{t_1} (a^t - 1),$$

in welcher μ_1 und a constante Erfahrungszahlen, t_1 die Temperatur der Umgebung und t den Temperaturüberschuß ausdrücken. Die Constante a hängt nur von der Eintheilung des Thermometers ab; sie ist für die Centesimaleintheilung $= 1{,}0077$, und für die Réaumur'sche Eintheilung $(1{,}0077)^{5/4} = 10096$, μ_1 aber hängt von dem Ausstrahlungsvermögen und von der Größe der Abkühlungsfläche ab. Das von $\mu a^{t_1} . a^t = \mu a^{t_1 + t}$ abzuziehende Glied μa^{t_1} mißt die rückstrahlende Wärme, herrührend von der Oberfläche des allerdings geschwärzten Kupferballons, und würde natürlich ganz wegfallen, wenn die Abkühlung in einem unbegrenzten Raume stattfände. Für die der Berührung mit Luft entsprechende Abkühlungsgeschwindigkeit ist hingegen

$$v_2 = n p^c t^{1{,}233} = \mu_2 t^{1{,}233}$$

zu setzen, und es bezeichnet in $\mu_2 = n p^c$, n eine von der Größe der Abkühlungsfläche und von der Natur des Abkühlungsmittels, c eine nur von letzterem abhängige Constante, p aber die Elasticität dieses Mittels und t, wie vorher, den Temperaturüberschuß. Hiernach ist also für die vollständige Abkühlungsgeschwindigkeit zu setzen:

$$v = v_1 + v_2 = \mu_1 a^{t_1} (a^t - 1) + \mu_2 t^{1{,}233}.$$

Die Potenzen $a^t = (1{,}0077)^t$ und $t^{0{,}233}$ lassen sich für die gewöhnlichen Fälle mittels der folgenden Tabelle bestimmen.

Temperatur t Grad	Potenz $1{,}0077^t$	Potenz $t^{0{,}233}$	Temperatur t Grad	Potenz $1{,}0077^t$	Potenz $t^{0{,}233}$
10	1,080	1,710	110	2,325	2,990
20	1,165	2,010	120	2,510	3,051
30	1,259	2,209	130	2,711	3,108
40	1,359	2,362	140	2,927	3,163
50	1,467	2,488	150	3,160	3,214
60	1,584	2,596	160	3,412	3,263
70	1,711	2,691	170	3,684	3,309
80	1,847	2,776	180	3,978	3,353
90	1,994	2,853	190	4,295	3,396
100	2,153	2,924	200	4,637	3,437

mal so weit entfernt ist vom Ofen als dieser, und der Körper *B* nimmt wieder noch einmal so viel strahlende Wärme auf, als der in gleicher Entfernung befindliche Körper *C*, weil die mittlere Richtung der zu *C* gelangenden Wärmestrahlen mit der strahlenden Fläche *DE* einen Winkel *COE* von 30° einschließt, dessen Sinus = $1/2$ ist.

Ebenso werden die Wärmestrahlen genau nach demselben Gesetze reflectirt wie die Lichtstrahlen; es ist auch hier der Reflexionswinkel dem Einfallswinkel gleich. Die auf einen Kugelspiegel *AMB*, Fig. 603 (a. v. S.), fallenden Wärmestrahlen *KP*, *KQ* u. s. w. werden deshalb von demselben in solchen Richtungen *PL*, *QL* u. s. w. zurückgeworfen, daß der Reflexionswinkel *CPL* gleich dem Einfallswinkel *CPK*, ebenso der Reflexionswinkel *CQL* gleich dem Einfallswinkel *CQK* u. s. w. ist, und es concentriren sich deshalb auch sämmtliche der Mitte *M* des Spiegels nahe einfallenden Wärmestrahlen beinahe in demselben Punkte *L*.

Endlich finden auch in Ansehung der Brechung oder Ablenkung bei den Wärmestrahlen, wenn dieselben aus einem Körper in einen anderen übergehen, nahe dieselben Verhältnisse statt, wie bei den Lichtstrahlen.

§. 366 Das Vermögen der Körper, die Wärme auszustrahlen, hängt von der Temperatur des Körpers und von der Größe und Beschaffenheit seiner Oberfläche ab. Im Allgemeinen strahlen die Oberflächen sehr dichter Körper weniger Wärme aus, als die Oberflächen weniger dichter Körper, vorzüglich haben aber rauhe Oberflächen ein größeres Ausstrahlungsvermögen, als glatt polirte Oberflächen. Nach den Versuchen von Melloni ist, wenn man das Wärmeausstrahlungsvermögen einer mit Kienruß überzogenen Fläche durch 100 ausdrückt, das einer Bleiweißoberfläche ebenfalls 100, das einer mit schwarzer Tusche überstrichenen Oberfläche aber = 85, das einer Gummilackoberfläche = 72, und das einer Metallfläche gar nur 12; übrigens hängt aber auch dieses Vermögen noch etwas von der Dicke der Schicht ab, welche die Oberfläche des Körpers bildet.

Das Wärmeabsorptionsvermögen der Körper oder das Vermögen der Körper, strahlende Wärme in sich aufzunehmen, ist bei verschiedenen Körpern verschieden und verhält sich genau so wie das Ausstrahlungsvermögen; geschwärzte und rauhe Körper nehmen daher auch die Wärme leichter in sich auf, als Körper mit glatten oder polirten Oberflächen.

Das Vermögen der Körper, die Wärmestrahlen zurückzuwerfen, oder das sogenannte Reflexionsvermögen, ist das Complement des Ausstrahlungs- oder Absorptionsvermögens; je mehr ein Körper Wärmestrahlen in sich aufnimmt, desto weniger wird er natürlich zurückwerfen; aus diesem Grunde werfen die mit Ruß überzogenen Flächen fast gar keine Wärme zurück; während polirte Metallflächen die meiste Wärme reflectiren. Uebrigens werden

nicht alle Wärmestrahlen regelmäßig nach dem oben angeführten Gesetze sondern es wird auch ein Theil unregelmäßig nach allen Seiten hin zurückgeworfen, oder, wie man sagt, es findet in der Nähe der Oberfläche der meisten Körper auch eine Diffusion der Wärmestrahlen Statt. Setzt man, nach Leslie, das Reflexionsvermögen des polirten Messings = 100, so ist dasselbe für Silber = 90, für Stahl = 70, für Glas = 10, für eine mit Ruß überzogene Fläche aber = 0.

Sehr verschieden ist endlich noch das Dimissions- oder Durchstrahlungsvermögen verschiedener Körper. Manche Körper halten die Wärmestrahlen auf und lassen gar keine durch, andere hingegen lassen die Wärmestrahlen durch wie die durchsichtigen Körper die Lichtstrahlen; jene nennt man athermane, diese diathermane Körper. Die Luft ist ein diathermaner Körper, nächstdem ist das Steinsalz ein sehr diathermaner Körper; übrigens sind nicht nur die durchsichtigen, sondern auch manche undurchsichtige Körper, wie z. B. schwarzes Glas, Glimmer u. s. w., diatherman. Auch hängt die Stärke der Durchstrahlung noch von der Art der Wärmequelle ab, und es scheint nur das Steinsalz eine Ausnahme hiervon zu machen. Endlich lassen natürlich dünnere Mittel (Platten) mehr Wärmestrahlen durch, als dicke, welche um so mehr Wärme verschlucken, je dicker sie sind.

Anmerkung. Um sich genauer über die letzteren Wärmeverhältnisse, namentlich aber über die Untersuchungen Melloni's zu unterrichten, muß man in den Werken über Physik, z. B. in den Lehrbüchern von Müller, Mousson, Wüllner u. s. w., nachlesen. S. auch „die Wärmemeßkunst" von C. Schinz. Ueber die neueren Forschungen von Provostaye und Desains wird in den Annal. de chim. et de phys. T. XXX, 1850, gehandelt.

Wärmeleitung. Die Ausbreitung der Wärme in einem und demselben Körper, sowie die Mittheilung der Wärme durch Berührung, bezeichnet man mit dem Namen der Wärmeleitung (franz. conductibilité de la chaleur; engl. conduction of the head). Die Leichtigkeit oder Schnelligkeit dieser Mittheilungsart der Wärme ist bei verschiedenen Körpern sehr verschieden; manche Körper haben ein großes Wärmeleitungsvermögen (franz. pouvoir conducteur; engl. conducting power) und andere ein kleines; in jenen verbreitet sich die Wärme sehr schnell, in diesen aber sehr langsam; man nennt daher auch jene gute Wärmeleiter (franz. bons conducteurs de la chaleur; engl. good conductors of the heat), diese aber schlechte Wärmeleiter (franz. mauvais conducteurs de la chaleur; engl. worse conductors of the heat). Gute Wärmeleiter sind die Metalle, jedoch manche mehr, manche weniger; schlechte Wärmeleiter hingegen sind das Holz, Stroh, Bettfedern, Seide, Wolle, Haare, Kohle, Asche u. s. w., überhaupt aber die lockeren Körper. Durch Zertheilung, Pulverisiren u. s. w. werden gute Wärmeleiter in schlechte, und letztere in noch schlechtere umgeändert. §. 367

Nach Despretz's Beobachtungen an Stäben, welche an einem Ende erhitzt wurden, ist, wenn die durch die Differenz der Temperaturen an den beiden Enden der Stäbe gemessene Leitungsfähigkeit des Goldes = 1000 angenommen wird, die von Platin = 981, von Silber = 973, von Kupfer = 898, von Eisen = 374, von Zink = 363, von Zinn = 303 und von Blei = 180. Die Leitungsfähigkeit von Marmor setzt man gewöhnlich = 23 und die von gebrannten Steinen gar nur 12, wiewohl mit weniger Sicherheit.

Hiervon weichen die von Wiedemann und Franz gefundenen Resultate bedeutend ab (s. Poggendorff's Annalen der Physik, Bd. 89).

Ist hiernach die Leitungsfähigkeit des Silbers = 100, so hat man

für Kupfer	73,6	für Blei	8,5
„ Gold	53,2	„ Platin	8,4
„ Zinn	14,5	„ Metall von Rose	2,8
„ Eisen	11,9	„ Wismuth	1,8
„ Stahl	11,6		

Die Flüssigkeiten sind zwar schlechte Wärmeleiter, sie nehmen aber die Wärme schnell auf, weil sie durch die hierbei eintretende ungleichmäßige Ausdehnung in Bewegung gerathen und dabei die weniger warmen Theile der Erwärmungsquelle näher geführt werden. Um sich von dem schlechten Wärmeleitungsvermögen der Flüssigkeiten zu überzeugen, entzündet man eine auf die Flüssigkeit gegossene dünne Schicht Schwefeläther und beobachtet den Stand eines wenig unter dieser Schicht in die Flüssigkeit eingehaltenen Thermometers. Nach Despretz, der eine Wassersäule durch wiederholtes Zutreten von heißem Wasser gleichmäßig zu erwärmen suchte, ist das Leitungsvermögen des Wassers nur 9 bis 10.

Die Luft und die Gase überhaupt sind jedenfalls schlechte Wärmeleiter, doch läßt sich das Leitungsvermögen derselben durch Thermometer wegen ihrer Strömungen und wegen ihrer größeren Wärmestrahlung nicht mit Sicherheit beobachten. Das schlechte Wärmeleitungsvermögen derselben macht sich aber dadurch bemerkbar, daß Körper, welche von allen Seiten mit Luftschichten umgeben sind, sehr langsam erwärmt oder erkältet werden.

§. 368 **Abkühlungsvermögen.** Sehr verschieden ist endlich die Geschwindigkeit, mit welcher heiße Körper ihre Wärme absetzen oder abkühlen. Ist ein heißer Körper von einem festen Körper umgeben, so erfolgt die Abkühlung (franz. refroidissement; engl. cooling) desselben vorzüglich nur durch das Leitungsvermögen des letzteren, ist aber die Umgebung des heißen Körpers eine tropfbare Flüssigkeit, so erfolgt das Abkühlen theils durch Wärmeleitung, theils und vorzüglich, durch die innere Bewegung der Flüssigkeit; ist

ferner der heiße Körper von einer elastischen Flüssigkeit umgeben, so hängt die Schnelligkeit zugleich auch noch von der Wärmestrahlung ab, und befindet er sich endlich im luftleeren Raume, so ist es nur die Ausstrahlung, welche demselben die Wärme entzieht. Im Allgemeinen läßt sich behaupten, daß die Abkühlung von der Temperaturdifferenz und von der Art und Größe der Oberfläche des wärmegebenden Körpers abhängt; es läßt sich annehmen, daß der Wärmeverlust der Oberfläche und, bei mäßigem Temperaturüberschusse, auch diesem proportional sei. Durch die späteren Untersuchungen von Dulong und Petit ist jedoch gezeigt worden, daß das erstere, zuerst von Newton aufgestellte Gesetz allgemein und zumal bei größeren Temperaturdifferenzen, nicht gültig ist. Die Gesetze der Abkühlung sind sehr verwickelt; Dulong und Petit haben dieselben für heiße Körper im luftleeren und lufterfüllten Raume zu ermitteln gesucht, indem sie vorher erhitzte große Quecksilberthermometer in einen Kupferballon einhingen, der von außen mit Wasser von einer bestimmten Temperatur umgeben war, und nun das Sinken dieser Thermometer beobachteten. Folgende Tabelle enthält die Hauptergebnisse dieser Beobachtungen.

Temperaturüberschuß.	Bloße Thermometerkugel.			Uebersilberte Thermometerkugel.		Mit Ruß überzogene Thermometerkugel.	
	Vollständige Abkühlung.	Abkühlung durch Strahlung.	Abkühlung durch Berührung.	Vollständige Abkühlung.	Abkühlung durch Strahlung.	Vollständige Abkühlung.	Abkühlung durch Strahlung.
260°	24,42°	16,32°	8,10°	10,96°	2,86°	32,02°	23,92°
240	21,12	13,71	7,41	9,82	2,41	27,48	20,07
220	17,92	11,31	6,61	8,59	1,98	23,10	16,49
200	15,30	9,38	5,92	7,57	1,65	19,66	13,74
180	13,04	7,85	5,19	6,57	1,38	16,28	11,09
160	10,70	6,20	4,50	5,59	1,09	13,57	9,07
140	8,75	5,02	3,73	4,61	0,88	11,06	7,38
120	6,82	3,71	3,11	3,80	0,69	8,85	5,74
100	5,56	3,03	2,53	3,06	0,53	6,94	4,41
80	4,15	2,22	1,93	2,32	0,39	5,17	3,24
60	2,86	1,53	1,33	1,60	0,27	3,67	2,24
40	1,74	0,95	0,79	0,96	0,17	2,20	1,41
20	0,77	0,43	0,34	0,42	0,08	1,00	0,66
10	0,37	0,22	0,15	0,19	0,04	0,48	0,33

Man ersieht aus dieser Tabelle, welche die in Thermometergraden ausgedrückten Abkühlungen pr. Minute angiebt, daß die Beobachtungen dem oben ausgesprochenen Gesetze von Newton nicht entsprechen, denn die zweite Columne der Tabelle giebt uns für die Differenzen:

$$40^0,\ 80^0,\ 120^0,\ 160^0,\ 200^0,\ 240^0$$

zwischen der Temperatur des der Abkühlung ausgesetzten Thermometers, und der der äußeren Wasserhülle, die Abkühlung pr. Minute:

$$1{,}74^0,\ 4{,}15^0,\ 6{,}82^0,\ 10{,}70^0,\ 15{,}30^0,\ 21{,}12^0,$$

müßte aber nach Newton geben:

$$1{,}74^0,\ 2\,.\,1{,}74^0 = 3{,}48,\ 3\,.\,1{,}74^0 = 5{,}22^0,\ 4\,.\,1{,}74^0 = 6{,}96^0,$$
$$5\,.\,1{,}74^0 = 8{,}70^0,\ 6\,.\,1{,}74^0 = 10{,}44^0.$$

Nur bei kleinen Temperaturüberschüssen von höchstens 40° läßt sich annähernd setzen, daß die Abkühlungsgeschwindigkeit dem Temperaturüberschusse proportional sei.

Die Vergleichung der Zahlenwerthe in den verschiedenen Verticalcolumnen unter einander führt deutlich vor Augen, daß bei einer glänzenden Metallfläche die Abkühlung durch Strahlung klein ist gegen die Abkühlung durch Berührung, daß dagegen bei der mit Ruß überzogenen Fläche die Abkühlung durch Strahlung den größten Theil von der ganzen Abkühlung ausmacht. Die in der vierten Columne der Tabelle aufgeführten Werthe der Abkühlung durch Berührung sind durch Subtraction der in der zweiten und dritten Columne, entweder bei lufterfülltem oder bei luftleerem Ballon beobachteten Werthe gefunden worden, und gelten natürlich für alle Arten von Oberflächen. Uebrigens hängt natürlich die Abkühlungsgeschwindigkeit noch von der Größe der Oberfläche des der Abkühlung ausgesetzten Körpers ab. Die Abkühlung eines Körpers ist sehr gut mit dem Ausflusse des Wassers aus einem Gefäße zu vergleichen; was hier die Druckhöhe ist, ist dort die Temperaturdifferenz, und die Stelle der Ausflußöffnung vertritt dort die Abkühlungsfläche. Sowie man Ausfluß unter constantem und Ausfluß unter abnehmendem Drucke unterscheidet, ebenso hat man Abkühlung bei constanter und Abkühlung bei abnehmender Temperatur zu unterscheiden. Sowie beim Leeren eines prismatischen Ausflußgefäßes die Ausflußzeit dem Volumen direct und der Ausmündung umgekehrt proportional wächst, ebenso verhält sich die Abkühlungszeit direct wie die sich abkühlende Masse und umgekehrt wie ihre Oberfläche. Hiermit stimmen auch die Beobachtungen von Dulong und Petit überein, welchen zufolge die Abkühlungszeiten den Durchmessern der Thermometerkugeln proportional sind.

Nach den Untersuchungen von Dulong und Petit ist die Geschwindigkeit der Abkühlung durch Ausstrahlung oder im luftleeren Raume, d. i. der Wärmeverlust während einer Zeiteinheit, bestimmbar durch die Formel

$$v_1 = \mu_1 a^{t_1} (a^t - 1),$$

in welcher μ_1 und a constante Erfahrungszahlen, t_1 die Temperatur der Umgebung und t den Temperaturüberschuß ausdrücken. Die Constante a hängt nur von der Eintheilung des Thermometers ab; sie ist für die Centesimaleintheilung $= 1{,}0077$, und für die Réaumur'sche Eintheilung $(1{,}0077)^{5/4} = 10096$, μ_1 aber hängt von dem Ausstrahlungsvermögen und von der Größe der Abkühlungsfläche ab. Das von $\mu a^{t_1} . a^t = \mu a^{t_1 + t}$ abzuziehende Glied μa^{t_1} mißt die rückstrahlende Wärme, herrührend von der Oberfläche des allerdings geschwärzten Kupferballons, und würde natürlich ganz wegfallen, wenn die Abkühlung in einem unbegrenzten Raume stattfände. Für die der Berührung mit Luft entsprechende Abkühlungsgeschwindigkeit ist hingegen

$$v_2 = np^c\, t^{1{,}233} = \mu_2 t^{1{,}233}$$

zu setzen, und es bezeichnet in $\mu_2 = np^c$, n eine von der Größe der Abkühlungsfläche und von der Natur des Abkühlungsmittels, c eine nur von letzterem abhängige Constante, p aber die Elasticität dieses Mittels und t, wie vorher, den Temperaturüberschuß. Hiernach ist also für die vollständige Abkühlungsgeschwindigkeit zu setzen:

$$v = v_1 + v_2 = \mu_1 a^{t_1} (a^t - 1) + \mu_2 t^{1{,}233}.$$

Die Potenzen $a^t = (1{,}0077)^t$ und $t^{0{,}233}$ lassen sich für die gewöhnlichen Fälle mittels der folgenden Tabelle bestimmen.

Temperatur t Grad	Potenz $1{,}0077^t$	Potenz $t^{0{,}233}$	Temperatur t Grad	Potenz $1{,}0077^t$	Potenz $t^{0{,}233}$
10	1,080	1,710	110	2,325	2,990
20	1,165	2,010	120	2,510	3,051
30	1,259	2,209	130	2,711	3,108
40	1,359	2,362	140	2,927	3,163
50	1,467	2,488	150	3,160	3,214
60	1,584	2,596	160	3,412	3,263
70	1,711	2,691	170	3,684	3,309
80	1,847	2,776	180	3,978	3,353
90	1,994	2,853	190	4,295	3,396
100	2,153	2,924	200	4,637	3,437

Für die Wärmestrahlung hat der auf die Fläche von 1 Quadratmeter und auf den Zeitraum einer Stunde bezogene Coefficient μ_1 folgende Werthe:

Polirtes Silber	16	Verrostetes Eisenblech	419
Silberpapier	52	Neues Gußeisen	395
Polirtes Messing	32	Verrostetes Gußeisen	419
Goldpapier	28	Glas	373
Rothes Kupfer	20	Kohlenstaub	427
Zink	30	Papier	470
Zinn	27	Ruß	500
Polirtes Eisenblech	56	Bausteine	449
Verbleites Eisenblech	81	Holz	449
Schwarzblech	345	Wasser	662

Der Coefficient μ_2 für die Leitung der Wärme durch die Luft ist von der Form und von den Dimensionen der Körper abhängig. Für einen liegenden Cylinder vom Halbmesser r Meter ist z. B.

$$\mu_2 = 1{,}136 + \frac{0{,}0211}{r}.$$

Anmerkung. Um sich vollständiger über diesen Gegenstand zu unterrichten, kann man nachlesen: von Dulong und Petit: Recherches sur la mesure de températures etc. im Journal de l'école polytechnique, J. XI.; ferner von Péclet: Traité de la chaleur; sowie auch Gehler's physikalisches Wörterbuch, Bd. X xc.

§. 369 Zum praktischen Gebrauche bequemere Näherungsformeln für die Abkühlungsgeschwindigkeit giebt Péclet im zweiten Bande seines eben citirten Werkes. Er setzt die Abkühlungsgeschwindigkeit

$$v = At(1 + \alpha t),$$

und nimmt bei Temperaturen von 10° bis 260°, für die Glasfläche:

$$\alpha = 0{,}0065,$$

für die Silberfläche:

$$\alpha = 0{,}0051,$$

und für die Rußfläche:

$$\alpha = 0{,}0066,$$

bei Temperaturen von 0 bis 20° aber im ersten Falle:

$$\alpha = 0{,}0039,$$

im zweiten: $= 0{,}011$,

und im dritten: $= 0{,}0043$ an.

Was ferner den Coefficienten A anlangt, so bezieht er denselben gleich auf

den Wärmeverlust pr. Stunde und pr. Quadratmeter, und setzt denselben für Wasser, umschlossen

von einer polirten Metallfläche: $A = 4{,}38$,
„ „ Glas- oder Firnißwand: $A = 6{,}40$,
„ „ Blech- oder Gußeisenwand: $A = 7{,}70$,
„ „ mit Ruß überzogenen Wand: $A = 8{,}48$.

Gewöhnlich nimmt man für Wände von Kalk- oder Ziegelstein $A = 9$, sowie für eine Holzwand, $A = 8$ an.

Péclet zieht den Fall in Betracht, daß ein mit warmem Wasser angefülltes Gefäß in einem gewissen Abstande von der Gefäßwand mit einem Mantel umgeben und der Zwischenraum mit abgesperrter Luft ausgefüllt sei. Sind dann F und F_1 die Oberflächeninhalte des Gefäßes und der Hülle, sowie t und t_1 die Temperaturüberschüsse in Hinsicht auf die äußere Luft, so können wir setzen:

$$F(t - t_1)(1 + \alpha(t - t_1)) = F_1 t_1 (1 + \alpha t_1),$$

oder annähernd $$F(t - t_1) = F_1 t_1.$$

Hiernach ist

$$t_1 = \frac{Ft}{F + F_1};$$

es folgt daher die Geschwindigkeit der Abkühlung für 1 Quadratmeter:

$$v = A t_1 (1 + \alpha t_1) = \frac{F}{F + F_1} A t \left(1 + \frac{\alpha F}{F + F_1} t\right),$$

und die Abkühlung der Fläche F_1, sowie des ganzen Gefäßes

$$F_1 v = \frac{F F_1}{F + F_1} A t \left(1 + \frac{\alpha F t}{F + F_1}\right).$$

Ohne den Mantel wäre die Abkühlung des Gefäßes:

$FAt(1 + \alpha t)$, und zwar größer, weil $\frac{F_1}{F + F_1}$ ein echter Bruch ist.

Wäre der Zwischenraum zwischen dem Kessel und dem Mantel klein, oder wäre derselbe luftleer, so würde die Wärme nur durch Ausstrahlung von dem Kessel auf den Mantel übertragen werden, und man hätte dann für diese Abkühlung einen anderen Coefficienten als für die Abkühlung an der Mantelfläche F_1 einzuführen. Bezeichnen wir jenen mit A und diesen mit A_1, so erhalten wir:

$$AF(t - t_1) = A_1 F_1 t_1,$$

daher:

$$t_1 = \frac{AF}{AF + A_1 F_1} t,$$

und sonach die Abkühlungsgeschwindigkeit für 1 Quadratmeter:

$$v = A_1 t_1 (1 + \alpha t_1) = \frac{A A_1 F t}{A F + A_1 F_1} \left(1 + \alpha \cdot \frac{A F}{A F + A_1 F_1} t\right);$$

und für die ganze Fläche F_1:

$$F_1 v = \frac{A A_1 F F_1}{A F + A_1 F_1} t \left(1 + \alpha \cdot \frac{A F}{A F + A_1 F_1} t\right).$$

Beispiel. Ein schmiedeeiserner Kessel enthält Wasser von 100° Wärme, und ist an seiner Oberfläche von 15 Quadratmeter Inhalt von außen mit Luft von 20° Wärme umgeben; welche Abkühlung erleidet das Wasser? Es ist hier

$$\alpha = 0{,}0066,\ A = 7{,}70 \text{ und } t = 100^0 - 20^0 = 80^0,$$

daher die Abkühlungsgeschwindigkeit:

$$v = A t (1 + \alpha t) = 7{,}7 . 80 (1 + 0{,}0066 . 80) = 616 . 1{,}528 = 941^0,$$

und folglich die Abkühlung für die ganze Oberfläche von 15 Quadratmetern Inhalt:

$$F v = 15 . 941 = 14115^0;$$

d. h. dem Kessel werden stündlich 14115° Wärme durch Abkühlung entzogen, und müssen durch Erwärmung von einer anderen Seite her wieder ersetzt werden, wenn die Temperatur von 100° unverändert bleiben soll. Wäre der Kessel mit einem Mantel von 25 Quadratmeter Inhalt umgeben, welcher eine gewisse Luftmasse dazwischen abschließt, so hätte man diesen Wärmeverlust nur

$$F_1 v = \frac{F F_1}{F + F_1} A t \left(1 + \frac{\alpha F t}{F + F_1}\right) = \frac{15 . 25}{40} 616 \left(1 + 0{,}0066 \cdot \frac{15 . 80}{40}\right)$$
$$= 5775 . 1{,}198 = 6918^0.$$

Wäre endlich der Zwischenraum zwischen Kessel und Mantel luftleer, könnte also die Wärme desselben nur durch Ausstrahlung fortgehen, so würde

$$A = 0{,}2 . A_1 = 0{,}2 . 7{,}7 = 1{,}54,$$

und daher

$$F_1 v = \frac{1{,}54 . 7{,}7 . 15 . 25 . 80}{1{,}54 . 15 + 77 . 25} \left(1 + 0{,}0066 \cdot \frac{1{,}54 . 15 . 80}{1{,}54 . 15 + 7{,}7 . 25}\right)$$
$$= \frac{355740}{215{,}6} \cdot 1{,}0563 = 1743^0$$

sein.

Es fände also in diesem Falle ungefähr nur ⅛ so viel Wärmeverlust statt, als beim uneingehüllten Kessel.

§. 370 Péclet giebt auch noch eine Formel und die nöthigen Constanten für die Bestimmung der Abkühlung durch schlechte Wärmeleiter. Bezeichnet man durch C die Wärmemenge, welche stündlich durch einen plattenförmigen Körper von 1 Quadratmeter Seitenfläche und 1 Meter Dicke geht, wenn die Temperaturdifferenz auf beiden Oberflächen 1° beträgt, und ist v die Wärme, welche stündlich durch eine Platte von der Dicke e geht, deren Seitenflächen den Inhalt F und die Temperaturen t und t_1 haben, so läßt sich setzen:

$$v = \left(\frac{t - t_1}{e}\right) F C,$$

und ist dabei anzunehmen:

für Kupfer	$C = 64{,}00$
„ Eisen	„ $= 29{,}00$
„ Zink	„ $= 28{,}00$
„ Blei	„ $= 14{,}00$
„ Koks	„ $= 4{,}96$
„ Marmor	„ $= 3{,}13$
„ Kalkstein (gemeiner)	„ $= 1{,}82$
„ Glas	„ $= 0{,}82$
„ Gebrannte Erde	„ $= 0{,}60$
„ Gyps	„ $= 0{,}48$
für Tannenholz parallel zu den Fasern	$C = 0{,}17$
„ „ normal	„ $= 0{,}09$
„ Eichenholz, desgl.	„ $= 0{,}25$
„ Kork	„ $= 0{,}14$
„ Kautschuk	„ $= 0{,}17$
„ gestoßene Ziegel	„ $= 0{,}15$
„ Holzasche	„ $= 0{,}06$
„ Leinenzeug	„ $= 0{,}05$
„ Baumwollenzeug	„ $= 0{,}04$
„ Papier, graues ungeleimtes	„ $= 0{,}03$

Wenn eine Platte von der Fläche F auf der einen Seite mit einem Körper von der Temperatur t, und auf der anderen mit einem anderen Körper von der Temperatur t_1 in Berührung ist, und hierbei die Temperatur derselben längs ihrer Dicke e allmälig aus τ in τ_1 übergeht, so kann man den hierbei stattfindenden Wärmeverlust

$$Q = FA\,(t - \tau) = FC\left(\frac{\tau - \tau_1}{e}\right) = FA_1\,(\tau_1 - t_1),$$

also auch

$$A\,(t - \tau) = C\left(\frac{\tau - \tau_1}{e}\right) = A_1\,(\tau_1 - t_1) \text{ setzen.}$$

Eliminirt man hieraus

$$\tau_1 = \tau - \frac{Ae}{C}\,(t - \tau),$$

setzt folglich

$$A\,(t - \tau) = A_1\left(\tau - t_1 - \frac{Ae}{C}\,(t - \tau)\right),$$

so folgt die Temperatur der Platte an der einen Seite

$$\tau = \frac{At + A_1 t_1 + \frac{A A_1 e t}{C}}{A + A_1 + \frac{A A_1 e}{C}}, \text{ d. i.}$$

$$\tau = \frac{A A_1 t + (At + A_1 t_1)\,\frac{C}{e}}{A A_1 + (A + A_1)\,\frac{C}{e}},$$

sowie die Temperatur derselben an der anderen:

$$\tau_1 = \frac{A A_1 t_1 + (A t + A_1 t_1)\frac{C}{e}}{A A_1 + (A + A_1)\frac{C}{e}},$$

und das durchgegangene Wärmequantum

$$Q = \frac{F C}{e}(\tau - \tau_1) = \frac{F A A_1 \frac{C}{e}(t - t_1)}{A A_1 + (A + A_1)\frac{C}{e}} = F . A_2 (t - t_1),$$

wenn man

$$\frac{A A_1 C}{A A_1 e + (A + A_1) C} = \frac{C}{e + \left(\frac{1}{A} + \frac{1}{A_1}\right) C}$$

durch A_2 bezeichnet.

Sind die Constanten A und A_1 des Ein- und Austritts einander gleich, so hat man einfacher

$$A_2 = \frac{C}{e + \frac{2C}{A}},$$

und ist außerdem auch die Plattendicke e klein, so fällt $A_2 = \frac{A}{2}$ und daher $Q = \frac{1}{2} F A (t - t_1)$ aus.

Wäre $\tau = t$, d. i. die Temperatur der Platte auf der einen Seite gleich der des mit derselben in Berührung kommenden Körpers, z. B. Wassers, so hätte man $A = \infty$, daher

$$A_2 = \frac{C}{e + \frac{C}{A_1}} = \frac{A_1 C}{A_1 e + C} \text{ und}$$

$$Q = \frac{F A_1 C (t - t_1)}{A_1 e + C}.$$

Beispiel. Wenn der im Beispiele des vorigen Paragraphen behandelte mit 100⁰ warmem Wasser angefüllte Kessel mit einer Ziegelmauer von ¼ Meter Dicke umgeben wird, so ist seine Abkühlung stündlich:

$$F v = \frac{F A_1 C (t - t_1)}{A_1 e + C} = \frac{15 . 9 . 0{,}68 . 80}{9 . \frac{1}{4} + 0{,}68} = \frac{7344}{2{,}93} = 2506^0.$$

§. 371 **Schmelzen.** Die Ausdehnung, welche Körper durch die Wärme erleiden, hat eine gewisse Grenze, denn bei einem gewissen Grade der letzteren ändern die ersteren ihren Aggregatzustand, feste Körper gehen in einen tropfbarflüssigen Zustand über, und tropfbare Flüssigkeiten nehmen die Gasform an. So geht durch Aufnahme von Wärme, Eis in

Wasser, und dieses bei höherer Temperatur (100°) in Dampf über. Der Uebergang eines Körpers aus seiner festen Form in eine tropfbarflüssige heißt Schmelzung (franz. fusion; engl. fusion, melting), und der Uebergang aus dem ersteren oder letzteren Zustande in den luftförmigen heißt Verdampfung, Verdunstung (franz. vaporation; engl. evaporation). Die Temperatur, bei welcher ein fester Körper schmilzt oder flüssig wird, heißt sein Schmelzpunkt (franz. point de fusion; engl. melting point). Die Verdampfung oder Verdunstung hat fast bei allen Temperaturen statt, ist jedoch bei niedrigen Temperaturen sehr schwach; deshalb giebt es denn auch keinen Verdampfungspunkt. Umgekehrt lassen sich auch durch Entziehung von Wärme luftförmige Körper, zumal, wenn man sie zugleich einem Drucke aussetzt, in wasserförmige, und letztere in feste Körper verwandeln.

Im Folgenden sind die Schmelzpunkte (oder Gefrierpunkte) der vorzüglichsten Körper angegeben.

Platin	bei	+ 2500° C.	Blei	bei	+ 330° C.
Schmiedeeisen	„	+ 1500 bis 1600° C.	Wismuth . . .	„	+ 260
Stahl	„	+ 1300 „ 1400	Zinn	„	+ 230
Gußeisen . . .	„	+ 1050 „ 1200	Schwefel . . .	„	+ 109
Gold	„	+ 1100 „ 1200	Gelbes Wachs	„	+ 61
Kupfer	„	+ 1100 „ 1200	Phosphor . . .	„	+ 43
Silber	„	+ 1000	Seife	„	+ 33
Bronze	„	+ 900	Eis	„	+ 0
Antimon	„	+ 500	Terpentinöl . .	„	— 10
Zink	„	+ 400	Quecksilber . .	„	— 39

Anmerkung 1. Beim Glühen des Eisens ergeben sich, nach Pouillet, folgende Temperaturen:

Anfangendes Rothglühen	525° C.
Dunkles Rothglühen	700
Anfangendes Kirschrothglühen	800
Kirschrothglühen	900
Helles Kirschrothglühen	1000
Dunkles Orangeglühen	1100
Helles Orangeglühen	1200
Weißglühen	1300
Helles Weißglühen	1400
Blendendes Weißglühen	1500

Anmerkung 2. Durch Legirungen (franz. alliages; engl. allays) von Metallen kann man sich eine Stufenleiter der Schmelzbarkeit verfertigen und diese zu pyrometrischen Untersuchungen gebrauchen. Niedrige Temperaturen lassen sich durch die Schmelzpunkte der Compositionen von Blei, Zinn und Wismuth bestimmen, zur Ausmittelung hoher Temperaturen bedient man sich aber, nach Prinsep, Saussure und Plattner, der Legirungen von Platin und Gold.

Die Legirung von	1 Th. Blei,	1 Th. Zinn u.	4 Th. Wismuth	schmilzt bei 94°
Rose's Metall oder	„ 5 „	„ 3 „	„ „ 8 „	„ „ „ 100
ebenso auch	„ 2 „	„ 3 „	„ „ 5 „	„ „ „ 100
ferner	„ 1 „	„ 4 „	„ „ 5 „	„ „ „ 118,9
	„ 1 „	„ — „	„ „ 1 „	„ „ „ 141,2
	„ 1 „	„ 1 „	„ „ — „	„ „ „ 241
	„ — „	„ 2 „	„ „ 1 „	„ „ „ 167,7
	„ 1 „	„ 3 „	„ „ — „	„ „ „ 167,7
	„ — „	„ 3 „	„ „ 1 „	„ „ „ 200.

Man sieht, daß diese Compositionen leichter schmelzbar sind, als die einfachen Metalle. Bei den Legirungen aus Platin und Gold ist jedoch das Verhältniß anders; eine solche Legirung ist um so strengflüssiger als Gold, je mehr sie Platin in sich enthält, weshalb man aus dem Mischungsverhältnisse der die Composition bildenden Metalle im Voraus die Schmelzpunkte derselben bestimmen kann (siehe „Merbach, die Anwendung der erwärmten Gebläseluft im Gebiete der Metallurgie, Leipzig 1840").

Das Meerwasser gefriert wegen seines Salzgehaltes erst bei — 2,5°.

Ueber Schmelzpunkte und über die zur Bildung feuerflüssiger Verbindungen nöthigen Temperaturen handelt Schinz in Dingler's Journal Bd. 182, Heft 3.

Anmerkung 3. Beim Schmelzen fester Körper, sowie beim Gefrieren oder Festwerden flüssiger Körper treten auch in der Regel Dichtigkeitsveränderungen ein. Z. B. das Wasser dehnt sich beim Gefrieren um $1/_{13}$ seines Volumens aus, und bildet nun Eis vom specifischen Gewichte 0,93. Die Kraft, mit welcher diese Ausdehnung erfolgt, ist so groß, daß sich durch dieselbe Geschützkugeln zersprengen lassen. Die meisten Metalle, wie Quecksilber, Blei, Zink, Silber u. s. w., ziehen sich beim Festwerden zusammen, manche, wie z. B. Wismuth und Gußeisen, dehnen sich hierbei aus.

Für die Technik ist auch das Schwinden der Metalle, oder Zusammenziehung derselben nach dem Gusse von Wichtigkeit (siehe Karmarsch's Abhandlung hierüber im XIX. Bande [1837] der Jahrbücher des polytechn. Instituts in Wien). Diese Volumenveränderung hängt jedenfalls von dem Zusammenziehen oder Ausdehnen beim Erstarren und vom Zusammenziehen beim Erkalten zugleich ab; je nachdem Veränderungen gleichseitig oder entgegengesetzt wirken, fällt das Schwinden kleiner oder größer aus.

Für die Längeneinheit ist das Schwinden

beim Gußeisen = $1/_{95}$ bis $1/_{98}$,
„ Messing = $1/_{60}$ bis $1/_{65}$,
„ Glockenmetall (100 Kupfer + 18 Zinn) = $1/_{63}$,
„ Kanonenmetall (100 Kupfer + $12\frac{1}{2}$ Zinn) = $1/_{130}$ bis $1/_{139}$,
„ Zink = $1/_{80}$,
„ Blei = $1/_{92}$,
„ Zinn = $1/_{147}$ und
„ Wismuth = $1/_{265}$.

§. 372 **Verdampfen.** Flüssige Körper und sogar auch manche feste Körper gehen durch Einwirkung von Wärme in luftförmige über. Diese Verwandlung geht zwar bei allen Temperaturen und Pressungen vor sich, jedoch erfolgt dieselbe in der Hitze und bei schwachem Drucke lebhafter, als in der

Kälte und bei hohem Drucke. Man unterscheidet hiernach die Verdunstung von dem Kochen oder Sieden. Während unter jener die Dampfbildung an der Oberfläche verstanden wird, verstehen wir unter dem Kochen oder Sieden (franz. ébullition; engl. ebullition, boiling) die in der ganzen Flüssigkeitsmasse vor sich gehende Dampfbildung. Der Siedepunkt (franz. le point d'ébullition; engl. the boiling point) oder die Temperatur, bei welcher das Sieden eintritt, ist nicht allein bei verschiedenen Körpern verschieden, sondern hängt auch noch von dem Drucke der die Flüssigkeit umgebenden Luft ab. Im Augenblicke des Siedens ist die Expansivkraft des Dampfes gleich dem Drucke der Luft. Nach den gemachten Beobachtungen sind bei dem Drucke von 0,76 Meter die Siedepunkte von einigen Körpern folgende:

bei Quecksilber = 350° C.,
„ Leinöl = 316°,
„ Schwefelsäure = 310°,
„ Schwefel = 299°,
„ Phosphor = 290°,
„ Terpentinöl = 273°,
„ Wasser = 100°,
„ Alkohol (vom specif. Gewicht = 0,813) = 78,6°,
„ Schwefeläther = 37,8°,
„ salpetriger Säure = 28°,
„ schwefliger Säure = — 10°.

Im Wasser aufgelöste Substanzen erhöhen die Temperatur des Siedepunktes ansehnlich. Z. B. Wasser mit Kochsalz gesättigt (100 Theile Wasser + 41,2 Kochsalz) siedet nach Legrand bei 108,4°; ferner Wasser mit kohlensaurem Kali gesättigt (100 Theile Wasser + 205 Theile kohlensaures Kali) bei 133°, und Wasser mit Chlorcalcium (100 Theile Wasser + 325 Theile Chlorcalcium) bei 179,5°.

Auch die Gefäßwände haben einen Einfluß auf den Siedepunkt. So siedet z. B. das Wasser in metallenen Gefäßen eher als in gläsernen.

Die Ausdehnungen der Körper bei dem Uebergange in die Dampfform sind sehr beträchtlich. Ein Cubikfuß Wasser giebt z. B. bei 100° Wärme und 0,76 Meter Barometerstand, 1700 Cubikfuß Dampf, und dessen Dichtigkeit ist nur $^5/_8$ von derjenigen der Luft.

Dämpfe können durch Entziehung von Wärme oder durch Vergrößerung des Druckes wieder in die Wasserform zurückgeführt werden, und darin besteht auch ihr einziger Unterschied von den Gasen oder beständigen Luftarten, welche man bis jetzt weder bei der strengsten Kälte, noch bei dem größten Drucke in den tropfbarflüssigen Zustand hat zurückführen können. Kohlensaures Gas (Dampf der flüssigen Kohlensäure) läßt sich z. B. erst bei 0°

Wärme und 36 Atmosphären Druck in den liquiden Zustand zurückführen. Bei 30° Wärme hat dieser Dampf eine Expansivkraft von 73 Atmosphären.

§. 373 **Wärmecapacität.** Die Wärmemenge in einem Körper ist jedenfalls der Temperatur und der Masse des Körpers proportional und läßt sich daher durch das Product aus beiden messen. Sie ist aber auch noch bei Körpern von verschiedenen Materien sehr verschieden. Manche Körper erfordern zur Annahme einer gewissen Temperatur mehr Wärme, als andere, es besitzen daher auch jene eine größere Capacität für die Wärme (franz. capacité pour la chaleur; engl. capacity for heat), als diese. Dieses Vermögen der Körper wird nun durch die specifische Wärme (franz. calorique spécifique; engl. specific heat) gemessen, wenn man hierunter diejenige Wärmemenge versteht, welche nöthig ist, um die Temperatur eines Körpers von 1 Pfund Gewicht um einen Grad zu erhöhen. Es ist übrigens nicht möglich, die Wärmemenge selbst anzugeben, sondern es kann nur eine Vergleichung der specifischen Wärmen verschiedener Körper unter einander angestellt werden. Zu diesem Zwecke nimmt man diejenige Wärmemenge, welche 1 Pfund Wasser erfordert, um seine Temperatur um einen Grad zu steigern, als die Wärmeeinheit an, und nennt dieselbe eine Calorie (franz. und engl. calorie). Die Wärmemenge, welche hiernach nöthig ist, um ein Wasserquantum von Q Pfund um t Grad wärmer zu machen, ist

$$W = Qt,$$

und dagegen für einen anderen Körper, dessen specifische Wärme $= \omega$ ist,

$$W_1 = \omega Q t.$$

In der unten mitgetheilten Tabelle wird die specifische Wärme des Quecksilbers $= 0{,}033$ angegeben, und es läßt sich daher hieraus schließen, daß bei gleichem Gewichte und gleicher Temperaturerhöhung, das Wasser $1/0{,}033 = 1000/33 = 30$mal so viel Wärmestoff oder Brennmaterial erfordert, als Quecksilber.

Um die specifischen Wärmen verschiedener Stoffe auszumitteln, hat man mehrerlei Methoden angewendet, namentlich hat man die Mischungs-, die Schmelzungs- und die Abkühlungsmethode in Anwendung gebracht. Bei der Mischungsmethode bringt man den vorher erwärmten Körper, dessen specifische Wärme man ermitteln will, in ein Wasserbad, und sieht zu, wie viel dadurch die Wärme des Wassers zugenommen hat. Ist Q das Gewicht des abgekühlten Körpers, sowie Q_1 das des Kühlwassers, ferner t die Temperaturabnahme von jenem und t_1 die Temperaturzunahme von diesem, so hat man den Wärmeverlust von jenem $= \omega Q t =$ dem Wärmegewinn $Q_1 t_1$ von diesem, und daher die gesuchte specifische Wärme:

$$\omega = \frac{Q_1 t_1}{Q t}.$$

Die Schmelzmethode besteht darin, daß man den zu untersuchenden Körper in Eis einhüllt, und nun die Menge von Wasser, welche durch Abkühlung dieses Körpers sich gebildet hat, ermittelt. Hat man dafür gesorgt, daß das Eis und das Wasser die Temperatur Null Grad behalten, so kann man $\omega Q t = 79\, Q_1$, und daher

$$\omega = \frac{79\, Q_1}{Q t}$$

setzen, weil man aus Erfahrung weiß, daß bei Verwandlung des Eises in Wasser von 0^0 Wärme 79 Wärmeeinheiten gebunden werden (s. §. 380).

Was endlich die Abkühlungsmethode anlangt, so umgiebt man hier den erwärmten Körper mit einer Metallhülle, hängt ihn so in ein luftleeres Gefäß, welches mit Wasser von constanter Temperatur umgeben ist, und beobachtet die Zeit, innerhalb welcher der Körper um eine gewisse, durch ein eingesetztes Thermometer angezeigte Temperatur sinkt. Sind für zwei Körper von den Gewichten Q und Q_1 bei gleichen Abkühlungsflächen die Abkühlungszeiten z und z_1, und die specifischen Wärmen $= \omega$ und ω_1, so hat man:

$$\frac{z}{z_1} = \frac{\omega Q}{\omega_1 Q_1},$$

und daher das Verhältniß:

$$\frac{\omega_1}{\omega} = \frac{Q z_1}{Q_1 z}.$$

Beispiel. Welche Wärmemenge ist nöthig, um einen eisernen Kessel von 2500 Pfund Gewicht, welcher mit 15000 Pfund Wasser angefüllt ist, von 10^0 bis 100^0 zu erwärmen? Das Wasserquantum erfordert die Wärmemenge

$$W = Q t = 15000 . (100 - 10) = 15000 . 90 = 1350000 \text{ Cal.};$$

die Eisenmasse aber nimmt, da die specifische Wärme des Eisens nur 0,11 ist, die Wärmemenge $W_1 = \omega Q_1 t = 0{,}11 . 2500 \cdot 90 = 24750$ Cal. in Anspruch, beide erfordern also zusammen: $1350000 + 24750 = 1374750$ Cal.

Anmerkung. Mit Hülfe der specifischen Wärme läßt sich auch umgekehrt durch Abkühlung im Wasser die Temperatur eines heißen Körpers ermitteln, indem man die obige Formel in Anwendung bringt, und

$$t = \frac{Q_1 t_1}{Q \omega}$$

setzt. Wenn z. B. ein heißer Messingkörper von 15 Pfund Gewicht in 80 Pfund Wasser von 10^0 Wärme gebracht und dadurch die Temperatur des letzteren von 6^0 auf 16^0 gesteigert wird, so hat man die anfängliche Temperatur des Messings, da dessen specifische Wärme $= 0{,}0939$ ist,

$$= 16^0 + \frac{Q_1 t_1}{Q \omega} = 16^0 + \frac{80 . 6^0}{0{,}0939 . 15} = 16^0 + \frac{480^0}{1{,}4085} = 357^0 \text{ zu setzen.}$$

Pouillet fand auf diese Weise die Temperatur des schmelzenden Eisens $= 1500^0$ bis 1600^0.

§. 374 **Specifische Wärme.** Laplace und Lavoisier haben sich bei der Ausmittelung der specifischen Wärme verschiedener Körper der Schmelzmethode, Dulong und Petit aber der Abkühlungsmethode, Pouillet, und in der neuesten Zeit auch Regnault, haben sich der, wie es scheint, sicheren Mischungsmethode bedient. In Folgendem sind die auf diese Weise erhaltenen specifischen Wärmen von einigen der für die Technik am wichtigsten Körper aufgeführt.

Eisen	0,11379	nach Regnault,	0,1100	nach Dulong u. Petit
Zink	0,09555	„ „	0,0927	„ „ „ „
Kupfer	0,09515	„ „	0,0949	„ „ „ „
Messing	0,09391	„ „		„ „ „ „
Silber	0,05701	„ „	0,0557	„ „ „ „
Blei	0,03140	„ „	0,0293	„ „ „ „
Wismuth	0,03084	„ „	0,0288	„ „ „ „
Antimon	0,05077	„ „	0,0507	„ „ „ „
Zinn	0,05623	„ „	0,0514	„ „ „ „
Platin	0,03243	„ „	0,0314	„ „ „ „
Gold	0,03244	„ „	0,0298	„ „ „ „
Schwefel	0,20259	„ „	0,1880	„ „ „ „
Kohle	0,24111	„ „		
Koaks	0,20307	„ „		
Graphit	0,20187	„ „		
Marmor	0,20989	„ „		
Ungelöschter Kalk	0,2169	nach Lavoisier und Laplace,		
Alkohol	0,700	(von 0,81 specif. Gewicht) nach Dalton,		
Eichenholz	0,570	nach Mayer,		
Glas	0,19768	„ Regnault,		
Quecksilber	0,03332	„ „		
Terpentinöl	0,42593	„ „		

Uebrigens ist die specifische Wärme einer und derselben Materie nicht ganz constant, sondern sie wächst, wenn die Dichtigkeit des Körpers abnimmt, und nimmt auch etwas zu, wenn die Temperatur der Körper sehr groß wird, und sich dem Siedepunkte sehr nähert. So ist die mittlere specifische Wärme nach Dulong und Petit für

Eisen,	zwischen 0 u. 100°,	= 0,1098,	zwischen 0 u. 300° aber,	= 0,1218,
Quecksilber	„ „	= 0,0330,	„ „ „	= 0,0350,
Zink	„ „	= 0,0927,	„ „ „	= 0,1015,
Kupfer	„ „	= 0,0947,	„ „ „	= 0,1013,
Platin	„ „	= 0,0335,	„ „ „	= 0,0355,
Glas	„ „	= 0,1770,	„ „ „	= 0,190.

Anmerkung. Sehr merkwürdig ist die zuerst von Dulong und Petit aufgefundene und neuerlich durch Regnault mehr begründete Beziehung zwischen der specifischen Wärme und dem Atomgewichte eines und desselben Stoffes. Es ist nämlich das Product aus den Zahlen, womit man

die specifische Wärme und das Atomgewicht ausdrückt, bei allen Körpern fast ein und dasselbe, und zwar 38 bis 42.

So ist z. B.	die specif. Wärme:	und das Atomgew.:	daher das Product beider:
beim Eisen .	= 0,11379	= 339,21	= 38,597
„ Silber .	= 0,05701	= 675,80	= 38,527
„ Platin .	= 0,03243	= 1233,5	= 39,993
„ Schwefel	= 0,20259	= 201,17	= 40,754

Die specifische Wärme der Gase wird mit einem Wassercalorimeter bestimmt, durch welches man die in Hinsicht auf Temperatur und Expansivkraft genau untersuchten Gasarten hindurchströmen läßt. Hierbei beobachtet man entweder die in Folge der Abkühlung der Gasart entstandene Temperaturzunahme des übrigens genau gewogenen Kühlwassers, oder man setzt den Versuch so lange fort, bis das Kühlwasser eine constante Temperatur angenommen hat, so daß ebenso viel Wärme nach außen fortgeht, als dem Wasser durch die Gasart zugeführt wird, und beobachtet den Temperaturüberschuß des Wassers über die äußere Umgebung. Strömen nun in gleichen Zeiten gleiche Gasvolumina durch das Calorimeter, so lassen sich die specifischen Wärmen der verschiedenen Gasarten den beobachteten Temperaturdifferenzen proportional setzen. §. 375

Nach Regnault's Bestimmungen sind die Werthe für die specifische Wärme der Gase folgende:

Namen der Gase und Dämpfe.	Specifische Wärme		Dichtigkeit.
	nach Gewicht.	nach Volumen.	
Atmosphärische Luft . .	0,2375	0,2375	1,0000
Sauerstoff	0,2175	0,2405	1,1056
Stickstoff	0,2440	0,2370	0,9713
Wasserstoff	3,4090	0,2359	0,0692
Kohlensäure (v. 10° b. 100°)	0,2025	0,3096	1,5290
Kohlenoxyd	0,2470	0,2389	0,9673
Wasserdampf	0,4776	0,2966	0,6210

Man hat übrigens bei den Gasen und Dämpfen die specifische Wärme bei constantem Drucke und die bei constantem Volumen von einander zu unterscheiden. Der Grund hiervon liegt in der Erwärmung und Abkühlung der Körper, welche dieselben beim Zusammendrücken und Ausdehnen erleiden. Diese Temperaturveränderung tritt bei den Gasen besonders her-

vor, weil dieselben in sehr verschiedenen Zuständen der Dichtigkeit vorkommen. Hat ein Luftquantum bei unveränderlichem Drucke durch eine kleine Temperaturerhöhung von τ^0 ein größeres Volumen angenommen und wird nun dasselbe durch Zusammendrücken auf das erste Volumen zurückgeführt, so erleidet es einen zweiten kleinen Temperaturzuwachs von τ_1^0, ohne daß mehr Wärme hinzugetreten ist, es hat also nun bei demselben Volumen die Luftmasse die Temperatur $\tau + \tau_1$, während sie bei constantem Drucke nur die Temperatur τ zeigt. Hiernach ist nun auch die specifische Wärme ω bei constantem Drucke größer, als die specifische Wärme ω_1 bei constantem Volumen, und zwar ist $\omega\tau = \omega_1 (\tau + \tau_1)$, daher

$$\varkappa = \frac{\omega}{\omega_1} = \frac{\tau + \tau_1}{\tau}$$

das Verhältniß der specifischen Wärme bei gleichem Drucke zu der bei gleichem Volumen.

(§. 376) Wenn die Temperatur einer Luftmasse von der Dichtigkeit γ bei unveränderter Pressung p um t wächst, so nimmt die Dichtigkeit derselben einen Werth γ_1 an, welcher durch die Gleichung

$$\gamma_1 = \frac{\gamma}{1 + \delta t}$$

bestimmt ist.

Wird nun diese Luftmasse durch Vergrößerung des Druckes auf ihr anfängliches Volumen zurückgeführt, so entwickelt dieselbe eine Wärme, deren Größe

$$t_1 = \psi\left(1 - \frac{\gamma_1}{\gamma}\right) = \frac{\psi\delta t}{1 + \delta t}$$

gesetzt werden kann, wenn man annimmt, daß bei einer plötzlichen Umänderung der Dichtigkeit γ_1 in γ, die Temperatur proportional der Dichtigkeitsveränderung wachse.

Dies vorausgesetzt, ist daher zuletzt die vollständige Zunahme der Temperatur:

$$t + t_1 = t + \frac{\psi\delta t}{1 + \delta t} = t\left(1 + \frac{\psi\delta}{1 + \delta t}\right),$$

und daher das Verhältniß der Wärme bei constantem Drucke zu der bei constantem Volumen:

$$\varkappa = 1 + \frac{\delta\psi}{1 + \delta t}.$$

Die Pressung der Luft von der Dichtigkeit γ und Temperatur t läßt sich (s. Bd. I, §. 393)

$$p = \mu\gamma(1 + \delta t)$$

setzen, wenn μ eine bestimmte Erfahrungszahl bezeichnet.

Differenziirt man diesen Ausdruck in Hinsicht auf p, γ und t, so erhält man:

$$\partial p = \mu\,(\partial \gamma + \delta t . \partial \gamma + \gamma \delta . \partial t),$$

oder da sich $t = \psi \left(1 - \frac{\gamma_1}{\gamma}\right)$ und $\partial t = \psi \frac{\partial \gamma}{\gamma}$ setzen läßt,

$$\partial p = \mu\,(1 + \delta t + \delta \psi)\,\partial \gamma.$$

Dividirt man nun durch $p = \mu \gamma\,(1 + \delta t)$, so folgt die Differentialgleichung:

$$\frac{\partial p}{p} = \left(1 + \frac{\delta \psi}{1 + \delta t}\right)\frac{\partial \gamma}{\gamma} = \varkappa\,\frac{\partial \gamma}{\gamma}.$$

Da nun $\int \frac{\partial p}{p} = Ln.p$ und

$\int \frac{\partial \gamma}{\gamma} = Ln.\gamma$ ist (s. Bd. I, analytische Hülfslehren, Art. 22),

so folgt auch die Gleichung:

$$Ln.p = \varkappa Ln.\gamma + Const.,$$ sowie:

$$Ln.p_1 = \varkappa Ln.\gamma_1 + Const.,$$ und daher:

$$Ln.p_1 - Ln.p = \varkappa\,(Ln.\gamma_1 - Ln.\gamma),$$

oder:

$$Ln.\left(\frac{p_1}{p}\right) = \varkappa Ln.\left(\frac{\gamma_1}{\gamma}\right),$$

und folglich auch:

$$\frac{p_1}{p} = \left(\frac{\gamma_1}{\gamma}\right)^{\varkappa},$$

sowie:

$$\frac{1 + \delta t_1}{1 + \delta t} = \frac{p_1}{p}.\frac{\gamma}{\gamma_1} = \left(\frac{\gamma_1}{\gamma}\right)^{\varkappa - 1} = \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}},$$

wie wir bei den folgenden Untersuchungen voraussetzen wollen.

Die Formel $\frac{p_1}{p} = \left(\frac{\gamma_1}{\gamma}\right)^{\varkappa}$ drückt das sogenannte Poisson'sche Gesetz aus.

Die Größe des Verhältnisses $\varkappa = \frac{\omega}{\omega_1}$ läßt sich durch folgende Versuche ermitteln.

Man fülle zuerst ein Gefäß mit verdünnter Luft und eröffne dann mittels eines Hahnes die Mündung desselben auf kurze Zeit, wobei natürlich die äußere Luft in das Gefäß dringt und eine Verdichtung der bereits eingeschlossenen Luft erfolgt. Hierbei beobachtet man an einem mit dem Luftreservoir in Verbindung stehenden Manometer nicht allein den Manometerstand ($-h$) der eingeschlossenen Luft vor der Eröffnung, sondern auch den Manometerstand ($-h_1$) unmittelbar nach dem Verschluß, und auch den Manometerstand ($-h_2$) nach erfolgter Abkühlung der verdichteten Luft. Ist nun noch b der äußere Barometerstand, t die Temperatur der Luft vor und nach dem §. 377

Versuche und t_1 die Temperatur derselben unmittelbar nach erfolgtem Einströmen, so hat man nach dem Vorstehenden

$$\frac{1+\delta t_1}{1+\delta t}=\left(\frac{\gamma_1}{\gamma}\right)^{\varkappa-1}=\left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}=\left(\frac{b-h_1}{b-h}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}},$$

und da sich während der Abkühlung der verdichteten Luft das Volumen und folglich auch die Dichtigkeit derselben nicht ändert:

$$\frac{b-h_1}{1+\delta t_1}=\frac{b-h_2}{1+\delta t} \text{ oder } \frac{1+\delta t_1}{1+\delta t}=\frac{b-h_1}{b-h_2},$$

so daß nun durch Elimination von $\frac{1+\delta t_1}{1+\delta t}$ folgt:

$$\left(\frac{b-h_1}{b-h}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}=\frac{b-h_1}{b-h_2},$$

oder

$$\frac{\varkappa-1}{\varkappa}\cdot Log.\left(\frac{b-h_1}{b-h}\right)=Log.\left(\frac{b-h_1}{b-h_2}\right),$$

und daher das Verhältniß der specifischen Wärme der Luft bei gleichem Drucke zu der bei gleichem Volumen:

$$\varkappa=\frac{\omega}{\omega_1}=\frac{Log.(b-h_1)-Log.(b-h)}{Log.(b-h_2)-Log.(b-h)}.$$

Sind die Differenzen $h-h_1$ und $h-h_2$ der Manometerstände klein, so kann man

$$Log.\left(\frac{b-h_1}{b-h}\right)=Log.\left(1+\frac{h-h_1}{b-h}\right)=\frac{h-h_1}{b-h}$$

und

$$Log.\left(\frac{b-h_2}{b-h}\right)=Log.\left(1+\frac{h-h_2}{b-h}\right)=\frac{h-h_2}{b-h}$$

setzen, so daß nun einfach das gesuchte Verhältniß

$$\varkappa=\frac{\omega}{\omega_1}=\frac{h-h_1}{h-h_2}$$

folgt.

Clement und Désormes haben auf diese Weise

$$\varkappa=\frac{\omega}{\omega_1}=1,348,$$

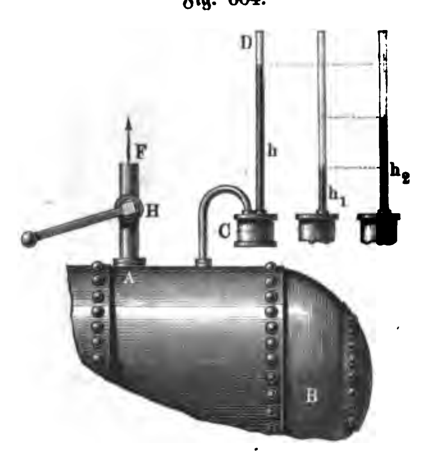
dagegen Gay-Lussac $= 1,375$

ermittelt.

Der Verfasser hat zur Bestimmung von $\varkappa$ ein entgegengesetztes Verfahren eingeschlagen; er hat erst einen Dampfkessel AB, Fig. 604, mit comprimirter Luft angefüllt und dann auf einige Augenblicke mittels eines Hahnes H eine Mündung F eröffnet, wobei ein Ausströmen der Luft sowie eine Verdünnung und Abkühlung der im Kessel zurückgebliebenen Luft entstand.

War nun h der anfängliche Stand des Manometers CD, h_1 der kurz nach dem Verschlusse der Mündung und h_2 der nach erfolgter Erwärmung bis

Fig. 604.



zur anfänglichen Temperatur, etwa zehn Minuten später beobachtete Manometerstand, so ließ sich das gesuchte Verhältniß durch die Formel

$$\frac{\omega}{\omega_1} = \frac{Log.\,(b + h) - Log.\,(b + h_1)}{Log.\,(b + h) - Log.\,(b + h_2)}$$

berechnen.

Bei einem solchen Versuche war der Barometerstand $b = 0{,}7342$ Meter und wurden die Quecksilbermanometerstände

$$h = 0{,}7180,$$
$$h_1 = 0{,}5890$$

und $$h_2 = 0{,}6250 \text{ Meter}$$

beobachtet, wonach sich nun

$$\frac{\omega}{\omega_1} = \frac{Log.\,1{,}4522 - Log.\,1{,}3232}{Log.\,1{,}4522 - Log.\,1{,}3592} = \frac{0{,}16203 - 0{,}12162}{0{,}16203 - 0{,}13328}$$
$$= \frac{4041}{2875} = 1{,}405$$

bestimmt. (S. den Civilingenieur, Band 5 vom Jahre 1859.)

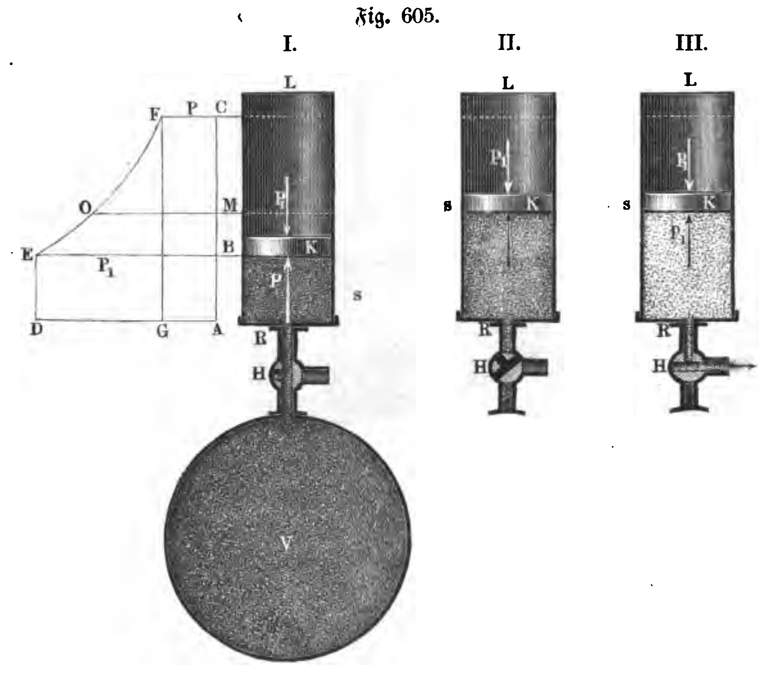
Nach Masson ist $\frac{\omega}{\omega_1} = 1{,}419$.

Nach den Versuchen über die Schallgeschwindigkeit von Moll und van Beck ist hingegen $\varkappa = 1{,}41$.

Da während der allerdings sehr kurzen Ausflußzeit bei meinen Versuchen noch immer eine kleine Menge Wärme verloren geht, so setze ich in der Folge ebenfalls $\varkappa = 1{,}41$.

§. 378 **Arbeit der Wärme.** Wenn der in einem Cylinder LR, Fig. 605, I, II u. III bewegliche Kolben K, dessen Fläche der Einfachheit wegen die Einheit sein möge, von der aus einem großen Reservoir V zuströmenden Luft mit der

Fig. 605.



durch die Gerade $AD = BE$ dargestellten Kraft p gedrückt wird und einen gewissen Weg $\overline{AB} = s$ zurücklegt, so verrichtet derselbe in Folge dieser Expansivkraft die durch das Rechteck $ABED$ graphisch darzustellende mechanische Arbeit: ps.

Hebt man hierauf, etwa durch Drehung des Hahnes H in der Verbindungsröhre, die Communication zwischen dem Cylinder LR und dem Luftreservoir V auf, wie II darstellt, so bleibt die Kraft p nicht mehr constant, sondern es wird dieselbe um so kleiner, je mehr sich die abgeschlossene Luft ausdehnt, je weiter also der Kolben K fortrückt. Bliebe nun während dieser Kolbenbewegung die Temperatur der abgesperrten Luft constant, so würde die Kolbenkraft p nach dem Mariotte'schen Gesetze abnehmen und folglich am Ende eines gewissen Weges $\overline{AM} = x$, die durch $\overline{MO}$ repräsentirte Größe

$$y = \frac{sp}{x}$$

sein.

Da die Luft, wie alle anderen Körper, bei ihrer Ausdehnung Wärme bindet, und folglich an sensibler Wärme verliert, so könnte dieser Fall nur dann eintreten, wenn der eingeschlossenen Luft von außen durch die Cylinderwand so viel Wärme zugeführt würde, als dieselbe bei ihrer Ausdehnung bindet. Setzen wir aber voraus, daß eine solche Wärmemittheilung von außen nicht statthat, so können wir auch nicht

$$y = \frac{sp}{x},$$

sondern müssen die Dampfpressung

$$y = \frac{1 + \delta t}{1 + \delta t_1} \cdot \frac{sp}{x}$$

setzen (s. Bd. I, §. 392), wobei t_1 die anfängliche, dem Drucke p_1 entsprechende Temperatur, sowie t die veränderliche, dem Drucke y zukommende Temperatur bezeichnet.

Wegen der Abkühlung bei der Ausdehnung ist noch

$$\frac{1 + \delta t}{1 + \delta t_1} = \left(\frac{s}{x}\right)^{\varkappa - 1},$$

wo $\varkappa$ das bekannte Wärmeverhältniß $\frac{\omega}{\omega_1}$ bezeichnet, daher folgt:

$$y = \left(\frac{s}{x}\right)^{\varkappa} \cdot p = \left(\frac{1 + \delta t}{1 + \delta t_1}\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa - 1}} \cdot p.$$

Durchläuft nun der Kolben x das Wegelement ∂x, so verrichtet er in Folge dieser Pressung die Arbeit

$$y \partial x = \left(\frac{s}{x}\right)^{\varkappa} \cdot p \, \partial x,$$

und es ist folglich die während der Durchlaufung des Weges $\overline{BC} = s_1 - s$ durch die abgesperrte Luft auf den Kolben übergetragene durch eine Fläche $BEFC$ graphisch dargestellte Arbeit:

$$\int_s^{s_1} y \partial x = s^{\varkappa} p \int_s^{s_1} x^{-\varkappa} \partial x = s^{\varkappa} p \left(\frac{s_1^{-\varkappa+1}}{-\varkappa+1} - \frac{s^{-\varkappa+1}}{-\varkappa+1}\right)$$

$$= \frac{s^{\varkappa} p}{\varkappa - 1} \left(\frac{1}{s^{\varkappa-1}} - \frac{1}{s_1^{\varkappa-1}}\right) = \frac{ps}{\varkappa - 1} \left[1 - \left(\frac{s}{s_1}\right)^{\varkappa-1}\right].$$

Wenn während der ganzen Kolbenbewegung um den Weg $\overline{AC} = s_1$ die äußere Luft mit der Kraft p_1 entgegenwirkt, so geht hierbei die durch das Rechteck $ACFG$ repräsentirte Arbeit

$$p_1 s_1$$

verloren, und es ist endlich die resultirende und durch den Flächenraum

$$GDEF = ABED + BCFE - ACFG$$

graphisch darzustellende, auf den Kolben übergetragene mechanische Arbeit der abgeschlossenen Luft:

$$L = ps + \frac{ps}{\varkappa - 1}\left[1 - \left(\frac{s}{s_1}\right)^{\varkappa - 1}\right] - p_1 s_1.$$

Unter der Voraussetzung, daß die Spannung der eingeschlossenen Luft am Ende des Kolbenweges $\overline{AC} = s_1$ der Spannung p der äußeren Luft gleich geworden und folglich das ganze Arbeitsvermögen der abgeschlossenen Luft auf den Kolben übergegangen sei, hat man:

$$p_1 = \left(\frac{s}{s_1}\right)^{\varkappa} p,$$

und daher:

$$L = \frac{\varkappa}{\varkappa - 1}\left[1 - \left(\frac{s}{s_1}\right)^{\varkappa - 1}\right] ps.$$

Bringt man nun den Hahn H in eine Stellung, wie Fig. 605, III, wobei die Communication des Cylinders mit der äußeren Luft hergestellt wird, und schiebt hierauf den Kolben wieder langsam zurück bis an den Boden des Cylinders, so wird hierbei weder Arbeit verloren noch gewonnen, da die nun durch H austretende Luft denselben Druck p auf der einen Seite des Kolbens ausübt, wie die äußere Luft auf die andere Seite desselben.

Setzt man noch den anfänglichen Kolbenweg $AB = s$, $=$ Eins, so erhält man hiernach die von einer Raumeinheit, z. B. von einem Cubikmeter comprimirter Luft, bei der Ausdehnung von s auf s_1 verrichtete mechanische Arbeit:

$$L = \frac{\varkappa}{\varkappa - 1}\left[1 - \left(\frac{s}{s_1}\right)^{\varkappa - 1}\right] p$$

$$= \frac{\varkappa}{\varkappa - 1}\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}}\right] p,$$

und daher die durch das Luftvolumen V von der Pressung p bei der Ausdehnung verrichtete Arbeit:

$$\text{I.}\quad L = \frac{\varkappa}{\varkappa - 1}\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}}\right] Vp \text{ auch}$$

$$= \frac{\varkappa}{\varkappa - 1}\left[1 - \left(\frac{s}{s_1}\right)^{\varkappa - 1}\right] Vp.$$

Wird umgekehrt, das Luftquantum V_1 von der Pressung p_1 auf p zusammengedrückt, so ist die aufgewendete Arbeit:

$$\text{II.}\quad L = \frac{\varkappa}{\varkappa - 1}\left[\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}} - 1\right] V_1 p_1$$

$$= \frac{\varkappa}{\varkappa - 1}\left[\left(\frac{s_1}{s}\right)^{\varkappa - 1} - 1\right] V_1 p_1.$$

Mechanisches Wärmeäquivalent. Die im vorigen Paragraphen gefundenen Ausdrücke I. und II. geben das Arbeitsquantum an, welches eine gewisse Luftmenge verrichtet, wenn dieselbe aus einer größeren Pressung in eine kleinere übergeht, und welches dieselbe in Anspruch nimmt, wenn sie aus einer kleineren Spannung in eine größere überzugehen genöthigt wird. Da nun aber jede Dichtigkeits- und Spannungsveränderung mit einer gewissen Temperaturveränderung verbunden ist, so kann man auch das Arbeitsquantum durch die Temperaturen der Luft vor und nach der Arbeitsverrichtung ausdrücken, und man stößt dadurch noch auf eine viel einfachere Formel. Wir haben dann nur in den gedachten Formeln statt §. 379

$$\frac{p_1}{p}, = \left(\frac{1 + \delta t_1}{1 + \delta t}\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa - 1}}$$

zu setzen, bekommen folglich:

$$\left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}} = \frac{1 + \delta t_1}{1 + \delta t},$$

und daher für die mechanische Arbeit, welche bei Abkühlung der Luftmenge V um die Temperatur $t_1 - t$ verrichtet wird:

$$L = \frac{\varkappa}{\varkappa - 1}\left(1 - \frac{1 + \delta t}{1 + \delta t_1}\right) V p$$

$$= \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} \cdot \frac{\delta (t_1 - t)\, V p}{1 + \delta t_1}.$$

Nun ist aber die Dichtigkeit oder das Gewicht eines Cubikmeters der atmosphärischen Luft:

$$\gamma_1 = \frac{1{,}2514\, p_1}{1 + \delta t_1},$$

wenn p den Druck auf das Quadratcentimeter bezeichnet (s. Bd. I, §. 393), daher hat man hier, wo man für p_1 den Druck auf das Quadratmeter einsetzen muß,

$$L = \frac{\varkappa}{\varkappa - 1}\, \delta\, (t_1 - t) \cdot \frac{10000}{1{,}2514} \cdot V \gamma.$$

Führt man nun $\delta = 0{,}003665$ und $\varkappa = 1{,}410$ ein, so erhält man:

$$L = 100{,}72\, (t_1 - t)\, V_1 \gamma_1.$$

Endlich ist noch der der Temperaturveränderung $t_1 - t$ entsprechende Wärmeaufwand des Luftquantums V:

$$W = \omega\, (t_1 - t)\, V\gamma = 0{,}2375\, (t_1 - t)\, V\gamma;$$

daher läßt sich das entsprechende Arbeitsquantum

$$L = \frac{100{,}72}{\omega}\, W = \frac{100{,}72}{0{,}2375}\, W = 424{,}1 \,.\, W \text{ Kilogrammmeter}$$

setzen. Es steht also die Arbeit L, welche die Luft bei ihrem Kälterwerden verrichtet, in einem bestimmten Verhältnisse

$$A = \frac{L}{W} = 424{,}1$$

zum verlorenen Wärmequantum W.

Man nennt dieses Verhältniß A das mechanische Aequivalent der Wärme (franz. équivalent mécanique de la chaleur; engl. mechanical equivalent of heat), und es bezieht sich dasselbe nicht allein auf das durch Abkühlung der Luft gewonnene Arbeitsquantum, sondern auch auf die durch Arbeitsverrichtung erzeugte Wärmemenge.

Versteht man unter der Wärmeeinheit die Wärmemenge, welche nöthig ist, um 1 Pfund Wasser um einen Grad wärmer zu machen, so hat man, da 1 Meter = 3,1862 preuß. Fuß mißt,

$$A = 424{,}1 \,.\, 3{,}1862\ W = 1351\ W \text{ Fußpfund},$$

und es ist also dann das mechanische Aequivalent der Wärme = 1351 Fußpfund. Während also durch die Wärmemenge, welche 1 Kilogramm Wasser um 1 Grad wärmer macht, eine Arbeit von 424,1 Kilogrammmeter verrichtet werden kann, läßt sich durch die Wärmemenge, welche die Temperatur eines Pfundes Wasser um 1 Grad erhöht, ein Arbeitsgewinn von 1351 Fußpfund erzielen.

Mehrere Physiker haben sich bemüht, nachzuweisen, daß der oben gefundene Werth $A = 424{,}1$ Kilometer des mechanischen Wärmeäquivalentes nicht allein für die Wärmebindung und Wärmeentwickelung bei der Ausdehnung und Compression der atmosphärischen Luft, sondern auch für jede Art von Wärmeerzeugung u. s. w., z. B. durch Reibung, Stoß, Elektromagnetismus u. s. w., und für jeden anderen flüssigen oder festen Körper gilt. Insbesondere hat Joule durch verschiedene Versuche nachgewiesen, daß dieses Verhältniß der mechanischen Arbeit zur Wärmemenge für verschiedene Körper und verschiedene Mittel der Wärmeerzeugung u. s. w. nahe eins und dasselbe ist. So stellte er zu diesem Zwecke ein horizontales Schaufelrad in ein mit Wasser angefülltes Gefäß, ließ dieses Rad mittels eines Mechanismus ähnlich wie Fig. 264, Bd. II, durch sinkende Gewichte in Umdrehung setzen, und beobachtete die Zunahme der Temperatur des Wassers, nachdem das Rad eine gewisse Anzahl Umdrehungen unter demselben gemacht und eine entsprechende mechanische Arbeit verrichtet hatte. Das Verhältniß dieser Arbeit zum Producte aus dem Gewichte des Wassers und aus der Temperaturzunahme desselben gab nun das gesuchte Arbeitsäquivalent A der Wärme. Auf diese Weise fand Joule im Mittel, wenn die Temperatur in Fahrenheit'schen Graden ausgedrückt wird,

$$A = 773{,}64 \text{ Fußpfund engl.},$$

wonach sich für Centesimalgrade

$$A = 425 \text{ Kilometer}$$
$$= 1354 \text{ Fußpfund preuß.}$$

ergiebt.

Bei der Reibung eines eisernen Schaufelrades im Quecksilber wurde auf gleiche Weise

$$A = 776{,}3 \text{ Fußpfund engl.} = 426 \text{ Kilometer}$$

gefunden.

Ebenso fand Joule durch die Reibung von zwei gußeisernen Platten an einander, daß eine Arbeit von 774,88 Fußpfund = 425 Kilogrammmeter nöthig ist, um denselben eine Wärmemenge von 1 Wärmeeinheit mitzutheilen. Einen etwas größeren Werth für A, nämlich 460 Kilogrammmeter, fand Joule, als er den Arbeitsaufwand zum Umdrehen eines elektromagnetischen Rotationsapparates mit der in den Windungen desselben freiwerdenden Wärmemenge verglich. Herr Hirn fand bei seinen in Bd. I, §. 173 angeführten Reibungsversuchen das mechanische Wärmeäquivalent A zwischen 315 und 425 Kilogrammmeter; im Mittel, bei der mittelbaren Reibung, unter Anwendung von Oelen:

$$A = 365 \text{ Kilogrammmeter.}$$

Dagegen fand Person für Luft:

$$A = 424 \text{ Kilogrammmeter}$$

(s. Comptes rendues de l'Academie des sciences T. 39. Paris 1854.)

Anmerkung. Die erste Annahme und Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes haben wir dem deutschen Physiker Mayer zu verdanken (s. Annalen der Chemie und Pharmacie, Bd. 42, 1842). Derselbe fand durch Schütteln oder Rühren des Wassers, $A = 365$ Kilogrammmeter. Mit der auf die Annahme dieses Wärmeverhältnisses sich gründenden Theorie der Arbeit haben sich beschäftigt: Clappeyron, Clausius, Helmholz, Hoppe, Kirchhoff, Rankine, Thomsom, Zeuner u. s. w., worüber in den neueren Bänden der Physik und Chemie von Poggendorff, sowie in denen des Philosophical Magazines nachgelesen werden kann. Siehe auch Zeuner's Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie, Leipzig 1866, wie die Abhandlungen über die mechanische Wärmetheorie von Clausius, Braunschweig 1864.

Latente Wärme. Bei dem Uebergange eines festen Körpers in den tropfbar-flüssigen Zustand, sowie beim Uebergange einer tropfbaren Flüssigkeit in Dampf wird eine gewisse Menge Wärme gebunden, und ebenso umgekehrt, beim Festwerden eines flüssigen Körpers, sowie beim Flüssigwerden oder Niederschlagen des Dampfes, wird eine gewisse Menge Wärme frei. Es ist also in Flüssigkeiten mehr Wärme enthalten, als das Gefühl oder die Thermometer anzeigen, und diese Wärme, welche man deshalb auch die ge- §. 380

bundene oder latente Wärme (franz. chaleur latente; engl. latent heat) nennt, als die Ursache des flüssigen Zustandes eines Körpers anzusehen.

Verschiedene Körper binden auf diese Weise verschiedene Wärmemengen, und ein und derselbe Körper enthält in der Dampf- oder Luftform mehr latente Wärme, als im tropfbar-flüssigen Zustande, und im letzten mehr, als wenn er fest ist. Wenn man 1 Pfund Wasser von 79° Wärme mit 1 Pfund Eis von 0° zusammenbringt, so entstehen 2 Pfund Wasser von 0° Wärme; es ist also anzunehmen, daß das Pfund Eis von 0° Wärme bei seiner Verwandlung in Wasser von 0° Wärme 79 Wärmeeinheiten verbraucht oder gebunden habe. Wenn man ferner 1 Pfund Wasserdampf von 100° Wärme durch $5\frac{1}{2}$ Pfund Wasser von 0° condensirt, so bilden sich $6\frac{1}{2}$ Pfund Wasser von 100° Wärme oder $6,5 . 100 = 650$ Wärmeeinheiten; da nun hiervon nur 100° sensibel sind, so ist folglich die latente Wärme des Wasserdampfes von 100° Temperatur, $= 550$ Cal. zu setzen.

Die neuesten Versuche von Provostaye und Desains, sowie auch die von Regnault (s. Annal. de chimie et de physique, Sect. III, T. VIII) geben die latente Wärme des Wassers $= 79,0$; die Angaben über die latente Wärme der Metalle sind sehr unsicher. Hassenfratz giebt sie für Quecksilber $= 86\frac{2}{3}$, Irvine für Blei $= 90$, Rudberg dagegen 5,858 u. s. w. Das Binden von Wärme beim Uebergange eines festen Körpers in einen flüssigen kommt besonders bei Darstellung von sogenannten Kältemischungen zur Anwendung. So giebt z. B. 1 Theil Kochsalz mit 5 Theilen Schnee von Null Grad Wärme vermischt eine flüssige Salzlösung von 17,7 Grad Kälte oder den Nullpunkt der Fahrenheit'schen Scala (s. §. 351). Eine Mischung von 3 Theilen salzsaurem Kalk und 2 Theilen Schnee geht ferner aus Null Grad Wärme in 28 Grad Kälte über, u. s. w.

Neuere genauere Versuche über die latente Wärme von Dämpfen hat Brix (s. Poggendorff's Annalen, Bd. LV, 1842) angestellt. Nach diesen ist die latente Wärme

für Wasserdampf 540,
für Alkoholdampf 219,
für Terpentinöldampf . . . 74;

Despretz fand früher hiervon nur wenig abweichende Werthe.

Vergleicht man die latenten Wärmen verschiedener Dämpfe mit ihren Dichtigkeiten, so findet man, daß sie fast den letzteren umgekehrt proportional sind. Während z. B. die Dichtigkeit des Alkoholdampfes 2,58mal so groß als die des Wasserdampfes ist, hat man die latente Wärme des ersteren auch nur $\frac{219}{540} = \frac{1}{2,47}$ der des Wasserdampfes. Hiernach läßt sich annehmen, daß gleiche Volumina von allen Dämpfen bei der Temperatur des Siedens nahe dieselbe Menge latente Wärme enthalten.

Nach den neuesten Versuchen von Regnault ist die Gesammtwärme des Wasserdampfes bei t Grad Temperatur:

$$W = 606,5 + 0,305\,t.$$

Auch ist hiernach die specifische Wärme des Wassers nicht ganz constant, sondern durch die Formel

$$\omega = 1 + 0,00002\,t + 0,0000003\,t^2$$

auszudrücken. Man hat die sogenannte Flüssigkeitswärme des Wasserdampfes bei der Temperatur t:

$$\omega t = (1 + 0,00002\,t + 0,0000003\,t)\,t$$
$$= t + 0,00002\,t^2 + 0,0000003\,t^3,$$

und endlich die latente oder sogenannte Verdampfungswärme desselben:

$$W_1 = W - \omega t = 606,5 + 0,305\,t - (1 + 0,00002\,t + 0,000000\,t^2)\,t$$
$$= 606,5 - 0,695\,t - 0,00002\,t^2 - 0,0000003\,t^3,$$

wonach folgt:

bei der Temperatur t	die Gesammtwärme	Flüssigkeitswärme	die latente oder Dampfwärme
0⁰	606,5⁰	0⁰	606,5⁰
25	614,1	25,0	589,0
50	621,7	50,1	571,7
75	629,4	57,2	554,7
100	637,0	100,5	536,5
125	644,6	125,8	518,6
150	652,2	151,5	500,8
175	659,9	177,2	482,7
200	667,5	203,2	464,3
225	675,1	229,4	445,5

Anderen Dämpfen entsprechen auch andere Werthe von W, ω und W_1, z. B. für Aether ist

$$W = 94,00 + 0,45000\,t - 0,0005555\,t^2$$
$$\omega t = 0,52901\,t + 0,0002959\,t^2 \quad \text{und}$$
$$W_1 = W - \omega t$$
$$= 94,00 - 0,07901\,t - 0,0007514\,t^3.$$

Zweites Capitel.

Von den Wasserdämpfen.

§. 381 **Dampf.** Stellt man über einer Flüssigkeit, z. B. über einer Wassermasse *W*, Fig. 606, einen luftleeren Raum her, indem man z. B. einen die Oberfläche von *W* anfangs genau berührenden und an das Gefäß *AB* genau anschließenden Kolben *K* emporzieht, so verwandelt sich ein Theil der Flüssigkeit in Dampf *D*, und zwar um so mehr, je mehr leerer Raum der Ausfüllung dargeboten oder je weiter der Kolben *K* zurückgezogen wird. Ist diese Wassermenge nicht sehr groß, so kann man durch Vergrößerung des Raumes *KW* oder durch weiteres Zurückziehen des Kolbens *K* dieselbe ganz in Dampf verwandeln. Aendert sich während dieses Geschäftes die Temperatur nicht, so ändert sich die etwa durch den Stand *h* eines Manometers *EF* angegebene Expansivkraft dieses Dampfes auch nicht, man mag dem Dampfe zu seiner Entwickelung einen größeren oder kleineren Raum darbieten. Zieht man aber nach vollständiger Verwandlung des Wassers in Dampf den Kolben *K* noch weiter auf, so sinkt der Manometerstand, es wird also die Expansivkraft eine kleinere. Diese Abnahme der Expansivkraft folgt nun ganz dem Mariotte'schen Gesetze (s. Bd. I, §. 387), d. h. es ist von dem Zustande an, bei welchem sich alles Wasser in Dampf verwandelt hat, die Expansivkraft der Dichtigkeit des Dampfes direct, und folglich dem Volumen umgekehrt proportional. Wenn man z. B. von da an das Dampfvolumen durch weitere Zurückziehung des Kolbens verdoppelt, so fällt nun die vom Dampf getragene Quecksilbersäule *h* nur halb so groß aus als anfangs. Verkleinert man durch Niederschieben des Kolbens den Dampfraum allmälig, so tritt wieder ein Steigen des Manometers ein bis zu dem Stande, wo beim Aufziehen alles Wasser in Dampf verwandelt war. Von da an bleibt beim weiteren Niederschieben des Kolbens das Manometer auf einerlei Höhe, und es verwandelt sich wieder ein Theil des Dampfes in Wasser, und zwar um so mehr, je weniger Raum zur Aufnahme desselben übrig bleibt, bis zuletzt, wenn der Kolben seinen ersten Stand wieder eingenommen hat, aller Dampf wieder in Wasser übergegangen ist.

Fig. 606.



Maximalspannung des Dampfes. Nimmt man die im letzten §. 382 Paragraphen beschriebenen Operationen bei einer höheren oder tieferen Temperatur der Flüssigkeit (des Wassers) und ihrer Umgebung vor, so bleiben zwar die Erscheinungen dieselben, nur fällt dann der Manometerstand, und also auch die Expansivkraft des Dampfes, größer oder kleiner, und dagegen der Kolbenweg, nach dessen Zurücklegung das Wasser vollkommen in Dampf übergegangen ist, kleiner oder größer aus als im ersten Falle. Wenn man ferner bei einem unveränderlichen Kolbenstande, wobei noch Wasser zur Verdampfung übrig ist, das Wasser und seine Umgebung erhitzt, so verwandelt sich noch mehr Wasser in Dampf, es bildet sich also dichterer Dampf, und es erhält derselbe auch eine größere Expansivkraft, wie durch das Manometer angezeigt wird. Durch weitere Temperaturerhöhung läßt sich so das ganze Wasserquantum in Dampf verwandeln, und fährt man, nachdem dies geschehen ist, mit dem Zusetzen von Wärme weiter fort, so nimmt zwar die Expansivkraft des Dampfes noch ferner zu, es ist jedoch damit keine Dichtigkeitszunahme verbunden, und auch das Gesetz der Zunahme ein anderes, nämlich das Gay-Lussac'sche (s. Bd. I, §. 392). Wenn man nun die Temperatur wieder allmälig vermindert, so treten auch die umgekehrten Verhältnisse ein; es nimmt zuerst die Expansivkraft des Dampfes nach dem Gay-Lussac'schen Gesetze ab, es tritt ferner bei Erreichung einer gewissen Temperatur ein Niederschlagen des Dampfes als Wasser ein, es verwandelt sich so immer mehr und mehr Dampf in Wasser, je mehr man die Temperatur herabdrückt, und es fallen auch Dichtigkeit und Expansivkraft des Dampfes kleiner aus. Diese Verminderung der Temperatur kann selbst bis unter Null herabgehen, ohne daß der Dampf ganz verschwindet, denn selbst bei — 20° zeigt das Manometer noch eine meßbare Expansivkraft an.

Wir sehen hieraus, daß der Zustand des Dampfes, so lange dieser noch mit Wasser in Berührung sich befindet, ein anderer ist, als wenn er einen begrenzten Raum allein ausfüllt. Im ersten Falle ist nämlich seine Dichtigkeit und Expansivkraft nur von der Temperatur abhängig, im letzten Falle hingegen stehen Dichtigkeit, Expansivkraft und Temperatur des Dampfes in einer durch das Mariotte'sche und Gay-Lussac'sche Gesetz ausgedrückten Abhängigkeit zu einander. Wenn es zur Bildung des Dampfes nicht an Wasser fehlt, so erzeugt sich bei jeder Temperatur Dampf von einer bestimmten Dichtigkeit oder Expansivkraft, und da es nicht möglich ist, diesen durch Volumenverminderung mehr zu verdichten oder mehr zu spannen, so können wir sagen, daß er in diesem Falle das Maximum seiner Dichtigkeit und Spannung (Expansivkraft) besitze. Gewöhnlich nennt man solchen Dampf auch gesättigten Dampf (franz. vapeur saturée; engl. saturated vapor, saturated steam). Der ungesättigte Dampf wird auch über-

hitzter Dampf (franz. vapeur surchauffée; engl. superheated steam) genannt.

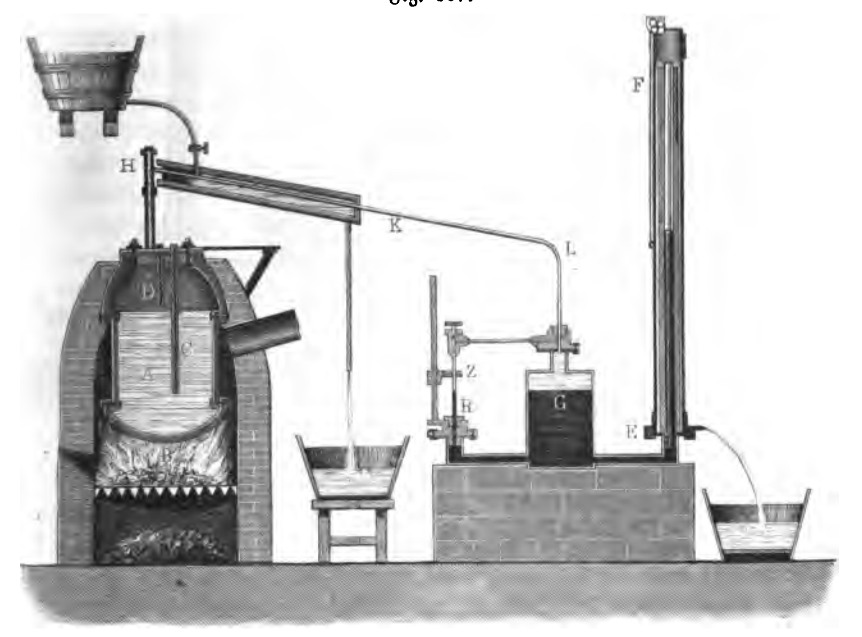
§. 383 **Versuche über die Expansivkraft der Dämpfe.** Es ist nun die wichtige Frage zu beantworten: in welcher Beziehung stehen Expansivkraft und Temperatur des in der Maximalspannung befindlichen Wasserdampfes zu einander? Versuche, welche den Zweck hatten, diese Abhängigkeit zu finden, sind bereits in großer Anzahl, namentlich von den Deutschen: Schmidt, Arzberger, Kämtz u. s. w., von den Engländern: Watt, Robison, Dalton, Ure u. s. w., von den Franzosen: Arago und Dulong, Regnault u. s. w., angestellt worden, jedoch sind Ausdehnung und Genauigkeit aller dieser Versuche sehr verschieden, und es findet auch unter den Resultaten derselben die gewünschte Uebereinstimmung nicht überall Statt. Es ist hier nicht der Ort, die verschiedenen Apparate zu beschreiben, welche man bei Versuchen über die Expansivkraft des Wasserdampfes angewendet hat, und uns vielmehr nur möglich, folgende allgemeine Bemerkungen hierüber zu machen. Im Wesentlichsten kommt es natürlich hier nur darauf an, den Dampf allmälig mehr und mehr zu erwärmen und dessen Temperatur und Expansivkraft bei den verschiedenen Wärmezuständen zu messen. Zur Ausmittelung der Temperatur dienen Thermometer, die man aber nicht unmittelbar mit dem Dampfe in Berührung bringen darf, sondern in eiserne Röhren einhüllt, damit die Thermometerröhre nicht durch den Dampf zusammengedrückt werden könne. Um aber die Expansivkraft zu finden, hat man in der Regel eine, gleichsam ein sehr langes Barometer bildende Quecksilbersäule, oder auch ein Luftmanometer, oder auch Ventile (s. Bd. I, §. 386) in Anwendung gebracht. Der letzteren hat sich Arzberger sowie auch Southern bedient; diese Versuche geben jedoch, wie die Vergleichung mit den Ergebnissen anderer Versuche vor Augen führt, und wie auch leicht zu erklären ist, etwas zu kleine Expansivkräfte. Sehr ausführliche Versuche sind vom Franklin-Institut zu Philadelphia und von der Akademie der Wissenschaften zu Paris angestellt worden. Die letzteren sind die ausgedehntesten und werden in der Genauigkeit vielleicht nur durch die neuesten Versuche von Magnus und von Regnault übertroffen. Die Versuche, welche das erstgenannte Institut angestellt hat, gehen, wie die von Arzberger, bis auf 10 Atmosphären, die der letztgenannten Akademie aber bis auf 24 Atmosphären, übrigens geben bei Spannungen von 2 bis 10 Atmosphären die ersten Versuche größere Expansivkraft, als die letzteren, und es beträgt bei 10 Atmosphären die Abweichung schon $^7/_9$ Atmosphäre.

Anmerkung. Eine gedrängte Zusammenstellung der Versuche über die Expansivkraft des Wasserdampfes findet man in the Mechanics Pocket Dictionary by W. Grier, Art. Steam; auch ist hierüber nachzulesen im zweiten Bande von

Robison's System of Mechanical Philosophy, ferner P. Barlow's Treatise on the Manufactures and Machinery of Great-Britain und Tredgold's Dampfmaschinenlehre.

Versuche der Pariser Akademie. Der Wichtigkeit des Gegenstandes wegen theilen wir in Folgendem eine Abbildung (Fig. 607) und eine kurze Beschreibung des Apparates mit, welchen die französischen Akademiker Arago, Dulong u. s. w. zur Ausmittelung der Expansivkraft der Wasserdämpfe angewendet haben. Die Dampferzeugung erfolgte in einem Kessel *A* aus starkem Eisenblech von 80 Liter Inhalt, welcher zu diesem §. 384

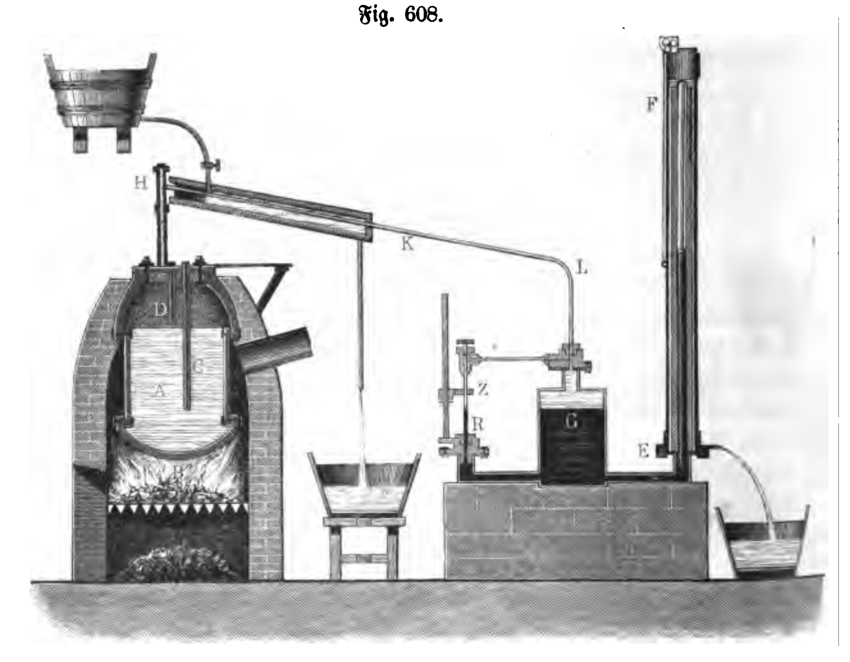
Fig. 607.



Zwecke in den Ofen *B* eingesetzt war. In diesen Kessel gingen zwei Flintenläufe *C* und *D* hinein, wovon der eine bis unter das Wasser, der andere aber nur bis in den Dampfraum reichte. In beide kamen Quecksilberthermometer zu stehen, die oben gekrümmt und horizontal fortgeführt, und an dieser Stelle durch einen Wasserstrom auf einer constanten Temperatur erhalten wurden. Zum Messen der Expansivkraft des Dampfes diente das Luftthermometer *EF*, welches von einer Wassersäule mit ununterbrochenem Zu- und Abfluß umgeben wurde, um eine constante Temperatur zu erzeugen. Das eiserne Gefäß *G* dieses Manometers war zum großen Theil mit Quecksilber angefüllt, der obere Raum desselben, sowie die Communicationsröhre *KL*, wurde mit Wasser angefüllt, und letztere ließ man zur Erzielung

einer unveränderlichen Temperatur mit fließendem Wasser äußerlich bespülen. Um den Stand des Quecksilbers im Gefäße *G* zu finden, diente die Glas-

Fig. 608.



röhre *R* mit dem Zeiger *Z*. Die Versuche wurden auf folgende Weise geleitet. Zuerst ließ man bei geöffneter Röhre *H* und geöffnetem Sicherheitsventile das Wasser 15 bis 20 Minuten lang kochen, um alle Luft aus *A* zu treiben, dann schloß man beide und erzeugte durch Zulegen von Brennmaterial eine höhere Temperatur. Nun gab man acht, wenn die Thermometer- und Manometerstände ihr Maximum erreichten, und es las nun der eine Beobachter die ersteren, und der andere Beobachter die letzteren ab. Auf diese Weise wurden 30 Beobachtungen bei 123° bis 224,15° Temperatur, oder 2,14 bis 23,994 Atmosphären Spannung angestellt.

Da sich die Anwendung des Luftmanometers *EF* auf das Mariotte'sche Gesetz gründet, so hielten es die französischen Akademiker für nöthig, den eben beschriebenen Versuchen noch besondere, die Richtigkeit des Mariotte'schen Gesetzes bei sehr hohen Spannungen prüfende Untersuchungen vorauszuschicken. Hierzu bedienten sie sich desselben Apparates, nur brachten sie auf der Seite bei *R* eine verticale und oben offene, aus 13 Stücken zusammengesetzte Glas- oder Barometerröhre von 26 Meter Länge und 5 Millimeter Weite an und setzten bei *L* eine Druckpumpe auf. Durch diese wurde ein

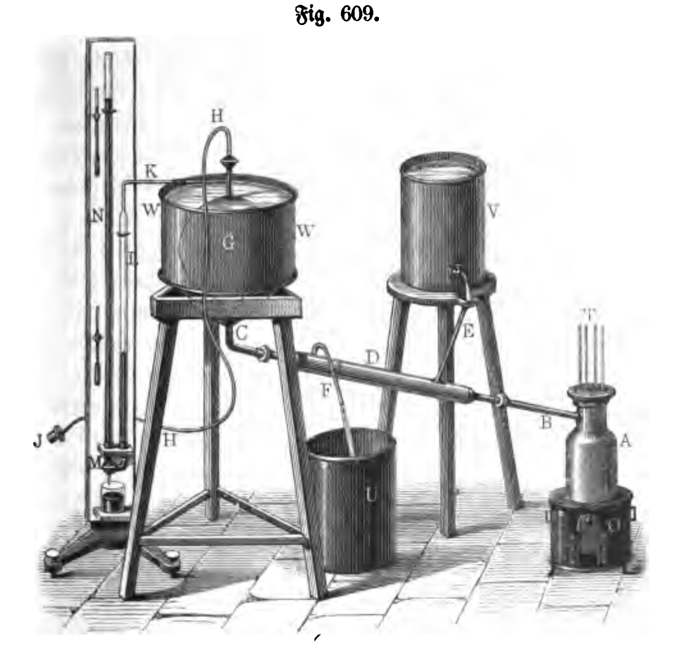
Druck erzeugt, der durch das Wasser auf das Quecksilber in *G* überging und dieses in das Manometer *EF*, sowie in das Barometer bei *R* trieb. Durch Vergleichung der Höhe der übrigbleibenden Luftsäule mit der Höhe der Quecksilbersäule in der langen Röhre konnte nun die Richtigkeit des Mariotte'schen Gesetzes geprüft werden.

Anmerkung. Ausführlich über diese Versuche wird gehandelt in dem Exposé des recherches faites par ordre de l'Académie royal des sciences pour déterminer les forces élastiques de la vapeur d'eau à hautes températures. Paris chez Firmin Didot, 1830. S. auch Poggendorff's Annalen, Bd. XVIII.

Regnault's Versuche. Da zur Zeit, wo Dulong und Arago die §. 385
im vorigen Paragraphen beschriebenen Versuche angestellt haben, die Verschiedenheit der Ausdehnung verschiedener Glassorten und folglich auch der Einfluß derselben auf den Gang der Quecksilberthermometer nicht bekannt war, so hielt es Regnault für nöthig, neue Untersuchungen über die Expansivkraft der Wasserdämpfe anzustellen.

Das im Folgenden beschriebene Verfahren läßt sich sowohl zur Bestimmung des Dampfes über 100 Grad als auch unter 100 Grad Wärme anwenden. Der hierzu angewendete Apparat hat folgende aus Fig. 609

Fig. 609.



zu ersehende Einrichtung. Das hermetisch verschlossene Kupfergefäß *A* ist zum dritten Theil mit Wasser angefüllt und enthält noch vier Thermometer *T*, wovon zwei bis nahe unter und zwei nahe über der Oberfläche des eingeschlossenen Wassers in das Gefäß eingesenkt sind. Von diesem Gefäße führt eine Röhre *B C* nach einem Glasballon *G* von 24 Liter Fassungsraum. Dieser Glasballon steht durch ein Bleirohr *HHI* mit einer Luftpumpe in Verbindung, wodurch die in demselben eingeschlossene Luft nach Belieben verdünnt oder verdichtet werden kann, und ein anderes Rohr *K* führt aus demselben nach einem offenen Manometer *LMN* (s. Bd. I, §. 386), welches durch den Stand seiner Quecksilberfüllung die Expansivkraft der Luft in *G* anzeigt. Uebrigens ist zur Erhaltung einer constanten Temperatur nicht allein der Ballon *G* in ein Wasserbad *WW* gesetzt, sondern auch die Röhre *B C* von einem Mantel *D* umgeben, in welchem Wasser von einer constanten Temperatur circulirt. Das letztere wird diesem Mantel aus einem Gefäße *V* durch die Röhre *E* zugeführt und aus demselben mittels der Röhre *F* abgeleitet und von dem Gefäße *U* aufgenommen. Wenn man nun das Gefäß *A* durch den Ofen *O* erhitzt, so verwandelt sich ein Theil von dem in ihm eingeschlossenen Wasser in Dampf und es setzt sich nun die Expansivkraft des letzteren mit der Pressung der Luft in *G* und *B C* ins Gleichgewicht. Zuletzt beobachtet man sowohl den constant gewordenen Stand des Manometers *LMN* als auch die Stände der Thermometer *T*. Nun giebt man der Luft *G* durch die Luftpumpe eine höhere Pressung und bringt ebenso das Gefäß in eine stärkere Erhitzung, und beobachtet den Stand des Manometers sowie die entsprechende Temperatur des Dampfes von Neuem; und fährt man auf diese Weise fort, so erhält man zuletzt eine ganze Reihe von Manometerständen und entsprechenden Temperaturen des Dampfes (s. Mémoires de l'Institut de France, T. 21. 1847 et T. 26, 1862).

Etwas einfacher ist der Versuchsapparat, wodurch Regnault die Expansivkraft des Dampfes unterhalb des Siedepunktes ermittelt hat. Hier wird ein mit ausgekochtem Wasser ausgefülltes Glaskügelchen in einen luftleeren und ganz ausgetrockneten Glasballon gebracht, welcher oben durch eine Knieröhre einerseits mit einer Luftpumpe, sowie andererseits mit dem oberen Ende einer Barometerröhre communicirt und von einem mit Wasser angefüllten und einer durchsichtigen Glaswand versehenen Blechgefäße umhüllt ist. Ein in das Wasser eingetauchtes Thermometer giebt die Temperatur desselben an. Der zu den Versuchen dienende Dampf wird aus dem Wasser des Glaskügelchens erhalten, indem man dasselbe durch Erhitzung des Apparates zersprengt.

Zum Theil eigenthümlich ist der Apparat, welchen Magnus zu demselben Zwecke angewendet hat.

386 Die Ergebnisse der Versuche von Arago, Dulong u. s. w. über die Expansivkraft der Wasserdämpfe enthält folgende Tabelle:

Nummer der Beobachtungen.	Temperatur nach dem längeren Thermometer.	Temperatur nach dem kürzeren Thermometer.	Elasticität des Dampfes gemessen durch die Höhe einer Quecksilbersäule.	Elasticität des Dampfes ausgedrückt in Atmosphären.
.	Grad	Grad	Meter	Atmosphären
1	122,97	123,70	1,6292	2,14
2	132,58	132,82	2,1767	2,87
3	132,64	133,30	2,1816	2,88
4	137,70	138,30	2,5386	3,35
5	149,54	149,70	3,4759	4,58
6	151,87	151,90	3,6868	4,86
7	153,64	153,75	3,8810	5,12
8	163,00	163,40	4,9384	6,51
9	168,40	168,50	5,6054	7,39
10	169,57	169,40	5,7737	7,61
11	171,88	172,34	6,1510	8,11
12	180,71	180,70	7,5001	9,89
13	183,70	183,70	8,0352	10,60
14	186,80	187,10	8,6995	11,48
15	188,30	188,50	8,8400	11,66
16	193,70	193,70	9,9989	13,19
17	198,55	198,50	11,0190	14,53
18	202,00	201,75	11,8620	15,67
19	203,40	204,17	12,2903	16,21
20	206,17	206,10	12,9872	17,13
21	206,40	206,80	13,0610	17,23
22	207,00	207,40	13,1276	17,30
23	208,45	208,90	13,6843	18,05
24	209,10	209,13	13,7690	18,16
25	210,47	210,50	14,0634	18,55
26	215,07	215,30	15,4995	20,44
27	217,23	217,50	16,1528	21,31
28	218,30	218,40	16,3816	21,60
29	220,40	220,80	17,1826	21,66
30	223,88	224,15	18,1894	23,99

Von den Ergebnissen der Versuche Regnault's giebt folgende Tabelle die Spannungen des Dampfes von 1 bis 4 Atmosphären.

Nummer der Beobachtungen.	Temperatur		Expansivkraft	
	des Wassers	des Dampfes	in Metern.	in Atmosphären.
	in Cent.-Graden.			
1	99,83	99,82	0,75161	0,99
2	100,00	100,00	0,76000	1,00
3	100,71	100,71	0,77603	1,02
4	105,10	105,06	0,90460	1,19
5	111,78	111,70	1,13147	1,49
6	116,04	116,04	1,30237	1,71
7	121,16	121,13	1,53027	2,01
8	122,70	122,53	1,60125	2,11
9	123,94	123,91	1,67041	2,20
10	128,40	128,47	1,91512	2,52
11	128,54	128,47	1,92520	2,53
12	128,66	128,57	1,93114	2,54
13	130,12	130,18	2,01251	2,65
14	131,38	131,30	2,09469	2,75
15	131,51	131,63	2,09828	2,76
16	133,20	133,28	2,20908	2,91
17	135,70	135,65	2,37303	3,04
18	135,83	136,00	2,38681	3,14
19	137,75	137,52	2,51479	3,31
20	138,86	138,24	2,56173	3,37
21	140,90	141,01	2,75617	3,63
22	141,57	141,54	2,79968	3,68
23	143,85	143,83	2,99279	3,94
24	144,12	144,17	3,01008	3,96
25	145,70	145,64	3,14941	4,14
26	147,50	147,50	3,30695	4,35
27	148,20	148,30	3,36135	4,42

Vergleicht man die einander ziemlich entsprechenden Werthe aus beiden Tabellen mit einander, so wird man allerdings eine sehr zufriedenstellende

Uebereinstimmung finden. Z. B. giebt die erste Tabelle für die mittlere Temperatur von 138° die Dampfspannung 3,35 Atmosphären, die zweite aber für die mittlere Temperatur von 138,3° dieselbe = 3,37 Atmosphären. Man ersieht auch aus diesen Tabellen, daß die Angaben der beiden Thermometer, wovon das eine in dem Wasser und das andere in dem Dampfe stand, nur wenig von einander abweichen.

Anmerkung. Regnault hat auch noch eine Reihe von Versuchen über die Elasticität des Dampfes von — 32 bis 100° Temperatur ausgeführt. Auch ist von Magnus eine Versuchsreihe über die Spannkraft des Wasserdampfes von Temperaturen — 20° bis + 10° angestellt worden (s. Poggendorff's Annalen, Bd. 61). In Band 26 der §. 885 citirten Memoiren handelt Regnault von seinen Versuchen über die Expansivkraft verschiedener Dämpfe.

Elasticitätsformeln. Es ist bis jetzt noch nicht gelungen, die Relation zwischen Temperatur und Expansivkraft des Wasserdampfes aus einem allgemeinen Gesetze zu entwickeln, und deshalb hat man sich denn auch seither nur mit empirischen Formeln begnügen müssen, welche sich an die Erfahrungsresultate mehr oder weniger anschließen. Die Methode, welche bei Auffindung solcher Formeln angewendet wird, besteht darin, daß man die beobachteten Temperaturen und die entsprechenden Spannkräfte als Coordinaten zu Papier bringt, die entsprechenden Punkte bestimmt und nun zusieht, welche von den bekannten krummen Linien oder von den, bekannten Functionen entsprechenden, Curven sich möglichst genau an dieses Punktsystem anschließt. Hat man sich nun einmal für eine bestimmte Linie entschieden, so kommt es noch darauf an, die in ihr vorkommenden Constanten aus den Versuchsresultaten abzuleiten, und hier läßt sich denn vorzüglich die im „Ingenieur" (S. 76 ꝛc.) abgehandelte Methode der kleinsten Quadrate anwenden. Bis jetzt hat man schon über 45 solcher Formeln aufgestellt (s. die Fortschritte der Physik im Jahre 1845, Jahrgang I, Berlin 1847). §. 387

Für den praktischen Gebrauch am bequemsten ist die zuerst von Young eingeführte Formel

$$p = (a + bt)^n,$$

in welcher t die Temperatur und p die entsprechende Expansivkraft, sowie a, b und n Erfahrungszahlen ausdrücken. Sie giebt jedoch nicht für alle Temperaturen die erwünschte Uebereinstimmung mit den Erfahrungsresultaten, weshalb man sich bei ihrer Anwendung genöthigt gesehen hat, die Werthe der Constanten a, b und n für niedere, mittlere und hohe Temperaturen besonders zu bestimmen.

Für hohe Temperaturen, namentlich aber für Spannkräfte über 4 Atmosphären, hat man nach Dulong und Arago:

$$p = (0{,}2847 + 0{,}007153\, t)^5 \text{ Atmosphären},$$

und umgekehrt:

$$t = 139{,}8 \sqrt[5]{p} - 39{,}80^0.$$

Drückt man die Expansivkraft durch den Druck auf den Quadratzoll aus, und legt man das preußische Pfund- und Fußmaß zu Grunde, so hat man, da nach Bd. I, §. 385, der Druck einer Atmosphäre = 14,10 Pfund zu setzen ist,

$$p = (0{,}2847 + 0{,}007153\,t)^5 \,.\, 14{,}10 = (0{,}4833 + 0{,}012143\,t)^5 \text{ Pfund},$$

und umgekehrt:

$$t = 82{,}35 \sqrt[5]{p} - 39{,}80.$$

Für Dampfspannungen von 1 bis 4 Atmosphären giebt Mellet, der Uebersetzer der Tredgold'schen Dampfmaschinenlehre in das Französische,

$$p = \left(\frac{75 + t}{174}\right)^6 \text{ Kilogramm}$$

auf das Quadratcentimeter, und hiernach folgt, da der Druck einer Atmosphäre auf ein Quadratcentimeter = 1,0336 Kilogramm ist,

$$p = \left(\frac{75 + t}{174}\right)^6 \cdot \frac{1}{1{,}0336} = \left(\frac{75 + t}{175}\right)^6 \text{ Atmosphären}$$

$$= \left(\frac{75 + t}{174}\right)^6 \cdot \frac{14{,}10}{1{,}0336} = \left(\frac{75 + t}{174}\right)^6 \cdot 13{,}64 = \left(\frac{75 + t}{113{,}21}\right)^6 \text{ Pfund}$$

auf den Quadratzoll. Umgekehrt folgt, wenn p in Atmosphären gegeben ist,

$$t = 175 \sqrt[6]{p} - 75^0,$$

und wenn p in Pfunden gegeben ist,

$$t = 113{,}21 \sqrt[6]{p} - 75^0.$$

Pambour (siehe dessen Théorie des machines à vapeur) nimmt für Spannungen von 1 bis 4 Atmosphären:

$$p = \left(\frac{72{,}67 + t}{171{,}72}\right)^6 \text{ Kilogramm},$$

folglich umgekehrt:

$$t = 171{,}72 \sqrt[6]{t} - 72{,}67^0 \text{ an.}$$

Hiernach folgt, wenn p in Atmosphären ausgedrückt wird,

$$p = \left(\frac{72{,}67 + t}{172{,}67}\right)^6 \text{ Atmosphären}$$

und

$$t = 172{,}67 \sqrt[6]{p} - 72{,}67^0;$$

ferner für das preußische Maß und Gewicht:

$$p = \left(\frac{72{,}67 + t}{111{,}71}\right)^6 \text{ Pfund.}$$

und

$$t = 111{,}71 \sqrt[6]{p} - 72{,}67^0.$$

Der Artisan-Club in England theilt in der von ihm besorgten Dampfmaschinenlehre folgende Formeln mit.

Für Temperaturen über 100 Grad:

$$p = \left(\frac{85 + t}{185}\right)^{6,42} \text{ Atmosphären},$$

also

$$= 185 \sqrt[6,42]{p} - 85^0 = 185\, p^{0.15576} - 85^0;$$

für Temperaturen unter 100 Grad:

$$p = \left(\frac{115 + t}{215}\right)^{7,71507} \text{ Atmosphären},$$

und

$$t = 215 \sqrt[7,71507]{p} - 115^0 = 215\, p^{0,12962} - 115^0.$$

Es ist hiernach für das preußische Maß und Gewicht bei hohen Temperaturen:

$$p = \left(\frac{85 + t}{122,51}\right)^{6,42} \text{ Pfund},$$

und

$$t = 122,51\, p^{0,15576} - 85^0,$$

und für niedrige Temperaturen:

$$p = \left(\frac{115 + t}{152,52}\right)^{7,71507} \text{ Pfund}$$

und

$$t = 152,52\, p^{0,12962} - 115^0.$$

Beispiele. 1) Welche Spannung hat gesättigter Wasserdampf bei 145° Wärme? Es giebt die Mellet'sche Formel:

$$p = \left(\frac{75 + 145}{175}\right)^6 = \left(\frac{44}{35}\right)^6 = 3,947 \text{ Atmosphären},$$

ferner die Pambour'sche Formel:

$$p = \left(\frac{72,67 + 145}{172,67}\right)^6 = \left(\frac{217,67}{172,67}\right)^6 = 4,013 \text{ Atmosphären},$$

die Formel der Akademiker:

$$p = (0,2847 + 145 \,.\, 0,007153)^5 = 1,3219^5 = 4,036 \text{ Atmosphären},$$

und endlich die des Artisan-Clubs:

$$p = \left(\frac{85 + 145}{185}\right)^{6,42} = \left(\frac{46}{37}\right)^{6,42} = 4,046 \text{ Atmosphären}.$$

Das Mittel aus allen diesen vier Werthen ist 4,01 Atmosphären.

2) Wie stark ist der Dampfdruck bei 145° Temperatur gegen einen Kolben von 3 Fuß Durchmesser? Es ist der Inhalt der Kolbenfläche:

$$F = \frac{9\pi}{4} \text{ Quadratfuß} = 9 \,.\, 36\pi = 1017,9 \text{ Quadratzoll},$$

ferner der Druck auf jeden Quadratzoll, bei 4 Atmosphären:

$$p = 4 . 15{,}10 = 56{,}4 \text{ Pfund},$$

daher der Druck auf die ganze Fläche:

$$P = Fp = 1017{,}9 . 56{,}4 = 57409 \text{ Pfund}.$$

3) Welche Temperatur entspricht einer Spannung von $^1/_4$ Atmosphäre? Es ist nach der zweiten Formel des Artisan-Clubs:

$$t = 215 . (^1/_4)^{0{,}12962} - 115 = 179{,}64 - 115 = 64{,}64^0.$$

§. 388. **Genauere Elasticitätsformeln.** Exponential- oder logarithmische Formeln können sich noch genauer an die Erfahrungen anschließen, als die algebraischen Ausdrücke. Eine ziemlich einfache Exponentialformel für die Expansivkraft der Wasserdämpfe gab zuerst Roche (s. Poggendorff's Annalen Bd. 18 und 27), und sie hat die Form

$$p = ab^{\frac{t}{m + nt}}.$$

Wenn auch, wie Regnault nachweist, diese Formel nicht das allgemeine Gesetz von der Expansivkraft der Dämpfe ausdrücken kann, so gewährt sie doch, den Rechnungen von August, Magnus u. s. w. zufolge, innerhalb der Beobachtungsgrenzen und bei den gewöhnlich vorkommenden Temperaturen eine recht gute Uebereinstimmung.

Nach den neueren Berechnungen von Magnus ist

$$p = 4{,}525 . 10^{\frac{7{,}4475\,t}{234{,}69 + t}},$$

und nach denen von Holtzmann

$$p = 4{,}529 . 10^{\frac{7{,}2804\,t}{236{,}22 + t}} \text{ Millimeter}$$

zu setzen; halten wir aber nur die erste Formel fest, so bekommen wir, da einer Atmosphäre 760 Millimeter Quecksilbersäulenhöhe entspricht,

$$p = \frac{4{,}525}{760} . 10^{\frac{7{,}4475\,t}{234{,}69 + t}} = 0{,}005954 . 10^{\frac{7{,}4475\,t}{234{,}69 + t}} \text{ Atmosphären},$$

oder

$$Log.p = 0{,}77481 - 3 + \frac{7{,}4475\,t}{234{,}69 + t} = \frac{5{,}2223\,(t - 100)}{234{,}69 + t}.$$

Umgekehrt ist

$$t = \frac{234{,}69\,Log.p + 522{,}23}{5{,}2223 - Log.p}.$$

Folgende Formel von August gewährt ebenfalls eine große Schärfe:

$$p = \left(\frac{6415\,(1028{,}4 + t)}{1000000000}\right)^{\frac{100 - t}{100 + {}^{2}/_{5}t}} \text{ Atmosphären}.$$

Endlich hat Regnault für seine Versuche über die Expansivkraft des Wasserdampfes folgende Formeln in Anwendung gebracht:

1) Für Dämpfe von — 32 Grad bis 0 Grad Wärme:

$$\log. p = a + b\alpha^t \text{ Millimeter,}$$

wo $a = -0{,}08038$,

$\log. b = 0{,}6024724 - 1$,

$\log. \alpha = 0{,}0333980$ und

$t = 32^0 + t_1$

bezeichnet, wenn t_1 die (negative) Temperatur des Wassers nach dem Luftthermometer ausdrückt.

2) Für Dämpfe von 0 Grad bis 100 Grad Wärme:

$$\log. p = a + b\alpha^t - c\beta^t \text{ Millimeter,}$$

wobei $a = 4{,}7393707$,

$\log. b = 0{,}1340339 - 2$,

$\log. c = 0{,}6116485$,

$\log. \alpha = 0{,}006865036$,

$\log. \beta = 0{,}9967249 - 1$,

und t die Temperatur über Null

ausdrückt.

3) Für Dämpfe von — 20 Grad bis 220 Grad Wärme:

$$\log. p = a - b\alpha^t - c\beta^t,$$

wobei $a = 6{,}2640348$,

$\log. b = 0{,}1397743$,

$\log. c = 0{,}6924351$,

$\log. \alpha = 0{,}9940493 - 1$,

$\log. \beta = 0{,}9983438 - 1$,

sowie $t = 20^0 + t_1$

bezeichnet, und t_1 die Temperatur über Null (den Gefrierpunkt) angiebt.

4) Schon ziemlich genau ist auch die Formel

$$\log. p = a - b\alpha^t,$$

wenn man $a = 5{,}4233177$,

$b = -5{,}4642763$,

und $\log. \alpha = 0{,}9972311 - 1$

setzt.

Führt man $t = 20^0 + t_1$ ein, so läßt sich in der Formel (3)

$$\log. p = a - b\alpha^t - c\beta^t$$

$\log. (b\alpha^t) = \log. b + 20 \log. \alpha + t_1 \log. \alpha = 0{,}0207601 - 0{,}00595071\, t_1$

und

$\log. (c\beta^t) = \log. c + 20 \log. \beta + t_1 \log. \beta = 0{,}659312 - 0{,}00165614\, t_1$

setzen.

Aehnliche Formeln sind übrigens auch schon von Prony und von Biot aufgestellt worden.

Hiernach sind folgende zwei Tabellen berechnet.

Die erste dieser beiden Tabellen giebt die Dampfspannung an, welche einer in ganzen Graden ausgedrückten Temperatur zukommt, wogegen die zweite Tabelle die einer in ganzen Atmosphären ausgedrückten Spannung entsprechende Temperatur anzeigt. Hierbei ist der Druck einer Atmosphäre gleich dem einer 76 Centimeter hohen Quecksilbersäule gesetzt. Nach der ersteren Tabelle ist z. B. für die Temperatur $t = 116^0$, die Expansivkraft $= 131{,}147$ Centimeter $= 1{,}726$ Atmosphäre, und nach der zweiten Tabelle entspricht der Dampfspannung von 5 Atmosphären eine Temperatur von $152{,}2^0$.

Anmerkung 1. Die Annahme von Dalton, daß die Expansivkraft des gesättigten Wasserdampfes nach einer geometrischen Progression wächst, während die Temperatur desselben nach einer arithmetischen Reihe zunimmt, führt nur auf eine angenäherte Elasticitätsformel. Hiernach ist die Expansivkraft des Dampfes $p = a^{t-100^0}$ Atmosphären zu setzen, wobei a eine durch Versuche zu bestimmende Constante bezeichnet. Den Versuchen zu Folge ist aber für $t = 144$ Grad C., die Expansivkraft $p = 4$ Atmosphären, daher folgt auch $4 = a^{44}$, und umgekehrt,

$$a = \sqrt[44]{4} = 1{,}0320, \text{ und}$$

$$p = (1{,}032)^{t-100} \text{ Atmosphären, sowie}$$

$$t = 100 = Log\left(\frac{p}{1{,}032}\right), \text{ d. i. } t = 100 + 73{,}10\, Log\, p \text{ Grad C.}$$

Nach dieser letzten Formel hat man z. B.

für $p = 2$	Atmosphären,	$t = 122{,}0$ Grad,
sowie für $p = 3$	„	$t = 134{,}9$ „
für $p = 4$	„	$t = 144{,}0$ „
ferner für $p = 5$	„	$t = 151{,}1$ „
und für $p = 6$	„	$t = 156{,}7$ „

während nach den Versuchen für $p = 2$, $t = 120^0{,}6$; für $p = 3$, $t = 133^0{,}9$; für $p = 4$, $t = 144^0{,}0$; für $p = 5$, $t = 152^0{,}2$ und für $p = 6$, $t = 159^0{,}2$ ist.

Man ersieht aus dieser Zusammenstellung, daß für die mäßigen Dampfspannungen von 1 bis 5 Atmosphären die einfache Formel $p = (1{,}032)^{t-100}$ Atmosphären noch eine leidliche Uebereinstimmung mit der Erfahrung gewährt.

Anmerkung 2. Auch die Dichtigkeit des Wasserdampfes (s. §. 389) läßt sich ziemlich genau à priori bestimmen. Wenn bei gleicher Pressung aus 1 Volumen Sauerstoff und 2 Volumen Wasserstoff auf eudiometrischem Wege 2 Volumen Wasserdampf hervorgehen, und bei Null Grad Wärme und 1 Atmosphäre Druck, die Dichtigkeit des Sauerstoffes 1,4298 Kilogramm, dagegen die des Wasserstoffes 0,0896 Kilogramm ist, so läßt sich die Dichtigkeit oder das Gewicht eines Cubikmeters Wasserdampf $\frac{1{,}6099}{2} = 0{,}8045$ Kilogramm setzen.

Das Gewicht eines Cubikmeters atmosphärische Luft beträgt bei gleicher Temperatur und Druck, $= 1{,}2935$ Kilogramm, folglich ist das specifische Gewicht des Wasserdampfes im Vergleich zur atmosphärischen Luft:

$\varepsilon = \frac{0{,}8045}{1{,}2935} = 0{,}622$ oder nahe $^5/_8$ zu setzen, welches mit den Versuchen von Gay-Lussac u. s. w. gut übereinstimmt.

Tabelle I.

Die Expansivkräfte des Wasserdampfes für Temperaturen von — 32 Grad bis + 230 Grad, nach Regnault.

Temperatur.	Dampfspannung in Centimeter.	Dampfspannung in Atmosphären.	Temperatur.	Dampfspannung in Centimeter.	Dampfspannung in Atmosphären.
— 32°	0,0320	0,0004	— 4°	0,3368	0,0044
31	0,0352	0,0005	3	0,3644	0,0048
30	0,0386	0,0005	2	0,3941	0,0052
29	0,0424	0,0006	1	0,4263	0,0056
28	0,0464	0,0006	0	0,4600	0,0061
27	0,0508	0,0007	+ 1	0,4940	0,0065
26	0,0555	0,0007	2	0,5302	0,0070
25	0,0605	0,0008	3	0,5687	0,0075
24	0,0660	0,0009	4	0,6097	0,0080
23	0,0719	0,0009	5	0,6534	0,0086
22	0,0783	0,0010	6	0,6998	0,0092
21	0,0853	0,0011	7	0,7492	0,0199
20	0,0927	0,0012	8	0,8017	0,0107
19	0,1008	0,0013	9	0,8574	0,011
18	0,1095	0,0014	10	0,9165	0,012
17	0,1189	0,0015	11	0,9792	0,013
16	0,1290	0,0017	12	1,0457	0,014
15	0,1400	0,0018	13	1,1162	0,015
14	0,1518	0,0020	14	1,1908	0,016
13	0,1646	0,0022	15	1,2699	0,017
12	0,1783	0,0024	16	1,3536	0,018
11	0,1933	0,0025	17	1,4421	0,019
10	0,2093	0,0027	18	1,5357	0,020
9	0,2267	0,0030	19	1,6346	0,022
8	0,2455	0,0032	20	1,7391	0,023
7	0,2658	0,0035	21	1,8495	0,024
6	0,2876	0,0038	22	1,9659	0,026
5	0,3113	0,0041	23	2,0888	0,028

Temperatur.	Dampfspannung		Temperatur.	Dampfspannung	
	in Centimeter.	in Atmosphären.		in Centimeter.	in Atmosphären.
+ 24°	2,2184	0,029	+ 57°	12,9251	0,170
25	2,3550	0,031	58	13,5505	0,178
26	2,4988	0,033	59	14,2015	0,187
27	2,5505	0,034	60	14,8791	0,196
28	2,8101	0,037	61	15,5839	0,205
29	2,9782	0,039	62	16,3170	0,215
30	3,1548	0,042	63	17,0791	0,225
31	3,3406	0,044	64	17,8714	0,235
32	3,5359	0,047	65	18,6945	0,246
33	3,7411	0,049	66	19,5496	0,257
34	3,9565	0,052	67	20,4376	0,267
35	4,1827	0,055	68	21,3596	0,281
36	4,4201	0,058	69	22,3165	0,294
37	4,6691	0,061	70	23,3093	0,306
38	4,9302	0,065	71	24,3393	0,320
39	5,2039	0,068	72	25,4073	0,334
40	5,4906	0,072	73	26,5147	0,349
41	5,7910	0,076	74	27,6624	0,364
42	6,1055	0,080	75	28,8517	0,380
43	6,4346	0,085	76	30,0838	0,396
44	6,7790	0,089	77	31,3600	0,414
45	7,1391	0,094	78	32,6811	0,430
46	7,5158	0,099	79	34,0488	0,448
47	7,9093	0,104	80	35,4643	0,466
48	8,3204	0,109	81	36,9287	0,486
49	8,7499	0,115	82	38,4435	0,506
50	9,1982	0,121	83	40,0101	0,526
51	9,6661	0,127	84	41,6298	0,548
52	10,1543	0,134	85	43,3041	0,570
53	10,6636	0,140	86	45,0344	0,593
54	11,1945	0,147	87	46,8221	0,616
55	11,7478	0,155	88	48,6687	0,640
56	12,3244	0,163	89	50,5759	0,665

Temperatur.	Dampfspannung in Centimeter.	Dampfspannung in Atmosphären.	Temperatur.	Dampfspannung in Centimeter.	Dampfspannung in Atmosphären.
+ 90°	52,5450	0,691	+ 123°	163,896	2,157
91	54,5778	0,719	124	169,076	2,225
92	56,6757	0,746	125	174,388	2,295
93	58,8406	0,774	126	179,835	2,366
94	61,0740	0,804	127	185,420	2,430
95	63,3778	0,834	128	191,147	2,515
96	65,7535	0,865	129	197,015	2,592
97	68,2029	0,897	130	203,028	2,671
98	70,7280	0,931	131	209,194	2,753
99	73,3305	0,965	132	215,503	2,836
100	76,000	1,000	133	221,969	2,921
101	78,7590	1,036	134	228,592	3,008
102	81,6010	1,074	135	235,373	3,097
103	84,5280	1,112	136	242,316	3,188
104	87,5410	1,152	137	249,423	3,282
105	90,6410	1,193	138	256,700	3,378
106	93,8310	1,235	139	264,144	3,476
107	97,1140	1,278	140	271,763	3,576
108	100,4910	1,322	141	279,557	3,678
109	103,965	1,368	142	287,530	3,783
110	107,537	1,415	143	295,686	3,890
111	111,209	1,463	144	304,026	4,000
112	114,983	1,513	145	312,555	4,113
113	118,861	1,564	146	321,274	4,227
114	122,847	1,616	147	330,187	4,344
115	126,941	1,670	148	339,298	4,464
116	131,147	1,726	149	348,609	4,587
117	135,466	1,782	150	358,123	4,712
118	139,902	1,841	151	367,843	4,840
119	144,455	1,901	152	377,774	4,971
120	149,128	1,962	153	387,918	5,104
121	153,925	2,025	154	398,277	5,240
122	158,847	2,091	155	408,856	5,380

Temperatur.	Dampfspannung		Temperatur.	Dampfspannung	
	in Centimeter.	in Atmosphären.		in Centimeter.	in Atmosphären.
+ 156°	419,659	5,522	+ 189°	923,795	12,155
157	430,688	5,667	190	944,270	12,425
158	441,945	5.815	191	965,093	12,699
159	453,436	5,966	192	986,271	12,977
160	465,162	6,120	193	1007,804	13,261
161	477,128	6,278	194	1029,701	13,549
162	489,336	6,439	195	1051,963	13,842
163	501,791	6,603	196	1074,595	14,139
164	514,497	6,770	197	1097,500	14,441
165	527,454	6,940	198	1120,982	14,749
166	540.669	7,114	199	1144,746	15,062
167	554,143	7,291	200	1168,896	15,380
168	567,882	7,472	201	1193,437	15,703
169	581,890	7,656	202	1218,369	16,031
170	596,166	7,844	203	1243,700	16,364
171	610,719	8,036	204	1269,430	16,703
172	625,548	8,231	205	1295,566	17,047
173	640,660	8,430	206	1322,112	17,396
174	656,055	8,632	207	1349,075	17,751
175	671,743	8,839	208	1376,453	18,111
176	687,722	9,049	209	1404,252	18,477
177	703,997	9,263	210	1432,480	18,848
178	720,572	9,481	211	1461,132	19,226
179	737,452	9,703	212	1490,222	19,608
180	754,639	9.929	213	1519,748	19,997
181	772,137	10,150	214	1549,717	20,391
182	789,952	10,394	215	1580,133	20,791
183	808,084	10,633	216	1610,994	21,197
184	826,540	10,876	217	1642,315	21,690
185	845,323	11,123	218	1674,090	22,027
186	864,435	11,374	219	1706,329	22,452
187	883,882	11,630	220	1739,036	22,882
188	903,668	11,885	221	1772,213	23,319

Temperatur.	Dampfspannung in Centimeter.	Dampfspannung in Atmosphären.	Temperatur.	Dampfspannung in Centimeter.	Dampfspannung in Atmosphären.
+ 222°	1805,864	23,761	+ 227°	1981,376	26,071
223	1839,994	24,210	228	2017,961	26,552
224	1874,607	24,666	229	2055,048	27,040
225	1909,704	25,128	230	2092,640	27,535
226	1945,292	25,596			

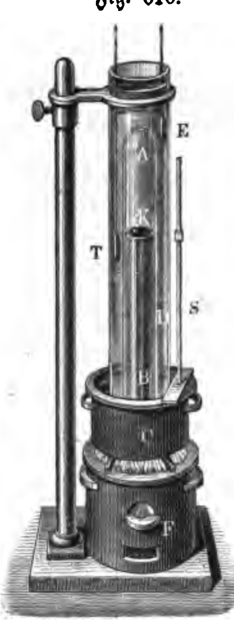
Tabelle II.

Die Temperaturen des Wasserdampfes für die Expansivkräfte von 1 Atmosphäre bis 28 Atmosphären, nach Regnault.

Expansivkraft in Atmosphären.	Expansivkraft in Metern.	Temperatur in Graden.	Expansivkraft in Atmosphären.	Expansivkraft in Metern.	Temperatur in Graden.
1	0,76	100,0	15	11,40	198,8
2	1,52	120,6	16	12,16	201,9
3	2,28	133,9	17	12,92	204,9
4	3,04	144,0	18	13,68	207,7
5	3,80	152,2	19	14,44	210,4
6	4,56	159,2	20	15,20	213,0
7	5,32	165,3	21	15,96	215,5
8	6,08	170,8	22	16,72	217,9
9	6,84	175,8	23	17,38	220,3
10	7,60	180,3	24	18,14	222,5
11	8,36	184,5	25	19,00	224,7
12	9,12	188,4	26	19,76	226,8
13	9,88	192,1	27	20,52	228,9
14	10,64	195,5	28	21,28	230,9

§. 389 **Dichtigkeit des Dampfes.** Die Dichtigkeit des Dampfes hängt, wie die einer jeden Gasart, von der Temperatur und Expansivkraft zugleich ab (s. Bd. I, §. 392 und §. 393). Da aber beim gesättigten Dampfe die Expansivkraft durch die Temperatur bestimmt ist, so folgt, daß bei diesem, im Maximum der Spannung befindlichen Dampfe die Dichtigkeit von der Temperatur oder von der Expansivkraft allein abhängt. Um nun die Dichtigkeit des Dampfes bei jeder Temperatur und Expansivkraft angeben zu können, war es nöthig, dieselbe wenigstens bei einer bestimmten Temperatur und Expansivkraft durch Versuche auszumitteln, und Gay-Lussac wendete in dieser Absicht folgendes Verfahren an. Er füllte ein dünnes Glaskügelchen mit Wasser und schmolz dessen Hals an einer Weingeistlampe zu. Durch genaues Abwägen des leeren und des gefüllten Kügelchens ergab sich das Gewicht des Wassers in demselben. Diese Glaskugel wurde nun in eine, dem Raume nach in gleiche Theile getheilte Glasröhre *AB*, Fig. 610, gebracht, welche mit Quecksilber angefüllt war und in einem ebenfalls mit Quecksilber angefüllten Gefäße *C* stand, das durch einen Feuerheerd *F* erhitzt werden konnte. Die Röhre *AB* wurde noch von einem Glascylinder *DE* umgeben, und der Zwischenraum zwischen beiden mit Wasser angefüllt. Durch hinreichende Erwärmung von unten zersprengte das Wasser in dem Kügelchen *K* die Hülle und verwandelte sich in Dampf, und nachdem nun durch Erhaltung einer constanten Temperatur alles Wasser in Dampf übergegangen war, wurde die Temperatur an einem Thermometer *T*, sowie das Volumen und die Expansivkraft des Dampfes an einem eingetheilten Stabe *S* abgelesen.

Fig. 610.



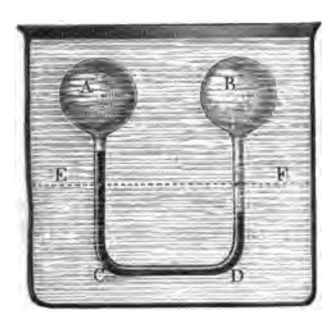
Auf diesem Wege fand Gay-Lussac, daß ein Liter Wasserdampf bei 100° Temperatur 0,76 Meter Barometerstand, $^{1}/_{1,6964}$ = 0,5895 Gramme wog. Nun ist aber nach Ebendemselben das Gewicht von einem Liter atmosphärischer Luft unter denselben Verhältnissen, 0,9454 Gramme, daher folgt denn das Verhältniß der Dichtigkeit des Wasserdampfes zu derjenigen der atmosphärischen Luft, bei gleicher Spannung und gleicher Temperatur:

$$= \frac{5895}{9454} = \frac{1000}{1603} \text{ oder ziemlich genau } ^{5}/_{8}.$$

Eine andere Methode bei Bestimmung des specifischen Gewichtes von Dämpfen ist von Dumas angewendet worden. Auch haben Fairbairn

und Tate über die Dichtigkeit des gesättigten und überhitzten Dampfes besondere Versuche angestellt (s. Useful Information for Engineers, by William Fairbairn, Sec. Series, London 1860; auch polytechn. Centralblatt, Jahrgang 1860). Der hierbei in Anwendung gebrachte Apparat bestand im Wesentlichen aus zwei zur Hälfte mit Quecksilber gefüllten communicirenden Röhren *AC*, *BD*, Fig. 611, welche sich oben in die vor dem Versuche luftleer gemachten kugelförmigen Glasgefäße *A* und *B* endigten. Wurden nun ungleiche Wassermengen in diese Gefäße eingebracht, so füllten sich, wie bekannt, dieselben mit gesättigtem Wasserdampf, dessen Dichtigkeit durch Erhöhung der in einem Oelbade *EF* bestehenden Umhüllung so gesteigert werden konnte, daß sich endlich in dem einen Gefäße das sämmtliche Wasser in Dampf verwandelte und, bei weiterer Erwärmung der letztere in den überhitzten Zustand gelangte. Der Augenblick, in welchem dies geschieht, wird durch ein Steigen des Quecksilbers in dem einen und Sinken desselben in dem anderen Schenkel der communicirenden Röhren angezeigt; auch giebt der Niveauabstand zwischen den Oberflächen der beiden Quecksilbersäulen die Pressungsdifferenz zwischen dem gesättigten Dampf in der einen und dem ungesättigten Dampf in der anderen Kugel an. Durch ein in das eine Gefäß hineinreichendes Thermometer wurde die Temperatur und durch ein mit dem anderen Gefäße communicirendes Manometer die Expansivkraft des gesättigten Dampfes bestimmt.

Fig. 611.



Specifische Dampfvolumina. Mit Hülfe des im letzten Paragraphen angegebenen Dichtigkeitsverhältnisses läßt sich nun die Dichtigkeit des Dampfes für jede Temperatur und Spannung berechnen, wenn man die Gesetze von Mariotte und von Gay-Lussac zu Hülfe nimmt, und es ist auch die betreffende Formel in Bd. I, §. 393 entwickelt worden. Man hat hiernach die der Temperatur *t* und Spannkraft *p* Atmosphären entsprechende Dichtigkeit des Wasserdampfes für französisches Maß: §. 390

$$\gamma = \frac{{}^5/_8 \, . \, 1,2935 \, p}{1 + 0,00367 \, t} = \frac{0,8084 \, p}{1 + 0,00367 \, t} \text{ Kilogramm.}$$

Beim Dampf im Maximo der Spannung läßt sich noch mittels einer der Formeln der Paragraphen 387 und 388 die Spannkraft *p* durch die Temperatur *t* oder umgekehrt, die Temperatur *t* durch die Spannkraft *p* aus-

drücken, und daher γ aus t oder p unmittelbar bestimmen. Bedienen wir uns z. B. der Mellet-Tredgold'schen Formel, so können wir

$$\gamma = \frac{0,8084}{1 + 0,00367\,t}\left(\frac{75 + t}{175}\right)^6$$

oder auch

$$= \frac{0,8084\,p}{1 + 0,00367\,(175\,\sqrt[6]{p} - 75)} \text{ Kilogramm}$$

setzen.

Die Dichtigkeit γ_0 des Wassers ist 1000 Kilogramm, daher das Verhältniß der Dichtigkeiten des Wasserdampfes und des Wassers zu einander:

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = \frac{\gamma}{1000} = \frac{0,0008084\,p}{1 + 0,00367\,(175\,\sqrt[6]{p} - 75)}$$

und umgekehrt, das Verhältniß zwischen dem Volumen des Dampfes und dem des Wassers bei gleichem Gewichte, oder das sogenannte specifische Volumen des Wasserdampfes im Maximo der Spannung:

$$\mu = \frac{V}{V_0} = \frac{\gamma_0}{\gamma} = \frac{1 + 0,00367\,(175\,\sqrt[6]{p} - 75)}{0,0008084\,p}.$$

Diese Verhältnißzahl läßt sich, nach Navier, annähernd sehr einfach auch so ausdrücken:

$$\mu = \frac{\alpha}{\beta + p},$$

und in Zahlen, wenn p den Dampfdruck in Atmosphären ausdrückt,

$$\mu = \frac{1000}{0,09 + 0,50026\,p} = \frac{2000}{0,1800 + p}.$$

Nach Pambour ist aber diese Formel nur bei hohen Temperaturen hinreichend genau und giebt bei Spannungen unter einer Atmosphäre zu große Abweichungen, weshalb er für Dampf mit niedrigem Drucke:

$$\mu = \frac{1935}{0,1161 + p},$$

und für Dampf von hoher Spannung

$$\mu = \frac{2054}{0,2922 + p}$$

annimmt und bei seiner Theorie der Dampfmaschinen zum Grunde legt.

Nach den Versuchen von Fairbairn und Tate ist das specifische Dampfvolumen

$$\mu = 25{,}62 + \frac{1659{,}2}{0{,}02413 + p}$$

zu setzen.

Anmerkung. Sehr einfache Ausdrücke für die Expansivkraft und Dichtigkeit der Dämpfe giebt Watterson (s. Philosoph. Transactions, 1852, auch Poggendorff's Annalen. Ergänzungsband 4. 1853).

Mit Hülfe der mechanischen Wärmetheorie läßt sich nach Zeuner das specifische Dampfvolumen durch die Formel §. 391

$$\mu = 1 + \frac{13186400 + 40704\,t - 8{,}48\,t^2 - 0{,}1272\,t^3}{p}$$

berechnen, worin p den Dampfdruck pr. Quadratmeter bezeichnet, oder durch die Formel

$$\mu = 1 + \frac{1275{,}9 + 3{,}9385\,t - 0{,}00082051\,t^2 - 0{,}000012308\,t^3}{p},$$

wenn p den Dampfdruck in Atmosphären, zu 10335 Kilogramm pr. Quadratmeter ausdrückt.

Nach dieser Formel sind die Werthe in der folgenden Tabelle berechnet worden.

Tabelle der specifischen Dampfvolumina von 0,1 bis 10,9 Atmosphären Spannung.

	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
0	unbest.	14556	7542	5141	3917	3172	2671	2309	2037	1822
1	1650	1509	1390	1289	1202	1127	1060	1002	949	902
2	859,8	821,2	786,1	753,9	724,4	697,1	671,9	648,5	626,7	606,4
3	587,4	569,6	552,9	537,1	522,3	508,2	499,4	482,4	470,5	459,1
4	448,4	438,1	428,3	418,9	410,0	401,4	393,2	385,4	377,8	370,6
5	363,6	356,9	350,5	344,3	338,3	332,5	326,9	321,6	316,4	311,3
6	306,4	301,7	297,2	292,7	288,4	284,3	280,2	276,3	272,5	268,7
7	265,2	261,7	258,3	254,9	251,7	248,5	245,3	242,5	239,6	236,7
8	233,9	231,2	228,6	226,0	223,3	220,8	218,5	216,2	213,9	211,7
9	209,5	207,3	205,2	203,1	201,0	199,1	197,2	195,3	193,4	191,5
10	189,7	188,0	186,3	184,6	182,9	181,2	179,7	178,1	176,6	175,1

In dieser Tabelle giebt die erste Verticalcolumne die Ganzen, sowie die erste Horizontalreihe die Zehntel der Dampfspannung in Atmosphären an,

und die Zahl, welche mit den Ganzen in einerlei Horizontalreihe und mit den Zehnteln in einerlei Verticalcolumne steht, zeigt das dieser Spannung des Dampfes entsprechende specifische Dampfvolumen an. Es ist hiernach z. B. das specifische Dampfvolumen bei 1,3 Atmosphären = 1289, weil die letztere Zahl in der mit 1 anfangenden Horizontalzeile und in der unter 0,3 stehenden Verticalcolumne zugleich steht. Ferner giebt hiernach ein Cubikfuß Wasser bei 4,2 Atmosphärendruck 428,3 Cubikfuß Dampf, denn die letzte Zahl steht an der Stelle, wo die mit 4 anfangende Horizontalzeile und die mit 0,2 beginnende Verticalcolumne sich schneiden.

Man ersieht aus dem Vorstehenden, daß die Dichtigkeit des gesättigten Wasserdampfes mit der Temperatur oder Expansivkraft wächst und der des Wassers selbst immer näher und näher kommt. Nach der genauen Formel würde bei der Schmelzhitze des Zinkes die Dichtigkeit des Dampfes $\frac{1}{4}$ von der des Wassers und bei der Rothglühhitze des Eisens dieselbe gleich der des Wassers sein.

Einer neueren Ermittelung des Herrn Professor Zeuner zufolge (siehe Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure Bd. XI.) ist, wenn p die Spannung in Atmosphären und τ die mit — 273 Grad anfangende absolute Temperatur bezeichnen, mit großer Genauigkeit sowohl für gesättigte als auch für ungesättigte Wasserdämpfe zu setzen:

$$pv = 0{,}0049287\,\tau - 0{,}18781\,\sqrt[4]{p},$$

wonach das specifische Dampfvolumen

$$\mu = 1000\,v = \frac{4{,}9287\,\tau - 187{,}81\,\sqrt[4]{p}}{p}$$

folgt.

Hiernach ist z. B. für $p = 1$ Atm. und $\tau = 373$ Grad

$$\mu = 4{,}9287\,.\,373 - 187{,}81 = 1838{,}4 - 187{,}8 = 1650{,}6,$$

während die Tabelle $\mu = 1650$ angiebt. Wäre bei derselben Pressung die Temperatur $\tau = 500^0$, also der Dampf überhitzt, so würde

$$\mu = 2464{,}35 - 187{,}81 = 2276{,}54 \text{ ausfallen.}$$

Ferner ist für gesättigten Wasserdampf bei $p = 4$ Atmosphären Druck und $\tau = 273 + t = 273 + 144 = 417$ Grad absoluter Wärme,

$$\mu = \frac{4{,}9287\,.\,417 - 187{,}81\,\sqrt[4]{4}}{4} = 447{,}4,$$

wogegen die Tabelle $\mu = 448{,}4$ und die Fairbairn'sche Formel

$$\mu = 25{,}62 + \frac{1659{,}2}{4{,}02413} = 437{,}9 \text{ giebt.}$$

Wäre die Temperatur des Dampfes von 4 Atmosphären Druck auf 200^0 erhitzt, also $\tau = 473^0$, so würde

$$\mu = \frac{4,9287 \,.\, 473 \,-\, 265,6}{4} = 516,4$$

ausfallen, während nach den Hirn'schen Versuchen $\mu = 522$ sein müßte.

Beispiele. 1) Welches Wasserquantum ist zur Erzeugung einer Dampfmenge Q von 500 Cubikfuß bei 3 Atmosphären Druck nöthig? Nach der Fairbairn'schen Formel ist

$$\mu = 25,62 + \frac{1659,2}{3,024127} = 574,3,$$

daher das gesuchte Wasserquantum:

$$Q_1 = \frac{Q}{\mu} = \frac{500}{574,3} = 0,871 \text{ Cubikfuß} = 0,871 \,.\, 61,75 = 53,78 \text{ Pfund.}$$

Der Tabelle zufolge wäre

$$Q_1 = \frac{500}{587,4} = 0,851 \text{ Cubikfuß} = 52,56 \text{ Pfund.}$$

2) Welches Wasserquantum entspricht einer Dampfmenge von 500 Cubikfuß bei 3 Atmosphären Druck und bei 150 Grad Wärme? Da der letzten Temperatur eine Spannung von 4,712 Atmosphären entspricht, so ist dieser Dampf ungesättigt und daher das specifische Volumen desselben nach der Formel

$$\mu = \frac{4,9287 \, \tau \,-\, 187,81 \sqrt[4]{p}}{p}$$

zu berechnen. Es ist hiernächst hier $p = 3$ und $\tau = 273 + 150 = 423$, daher

$$\mu = \frac{2085,0 \,-\, 247,2}{3} = 612,6$$

und das entprechende Wasserquantum

$$Q = \frac{500}{612,6} = 0,816 \text{ Cubikfuß} = 50,4 \text{ Cubikfuß.}$$

Dämpfe überhaupt. Nach Dalton sind die Expansivkräfte aller Dämpfe bei einer gleichen Anzahl von Graden über oder unter dem Siedepunkte gleich groß. Hiernach lassen sich nun auch mittels der Siedepunkte die Expansivkräfte verschiedener Dämpfe aus denjenigen des Wasserdampfes berechnen. Da z. B. der Alkohol bei 78 Grad siedet (s. §. 372), so ist für Alkoholdampf von 113 Grad, also von $113^0 - 78^0 = 35^0$ über dem Siedepunkte dieselbe wie beim Wasserdampf bei 35^0 über dem Siedepunkte des Wassers, d. i. wie bei der Temperatur des Wasserdampfes von 135 Grad, nämlich 3 Atmosphären. §. 392

Aus den neueren Versuchen von Regnault (s. Poggendorff's Annalen Bd. 93, 1854) geht jedoch hervor, daß dieses Gesetz nur ungefähr richtig ist. Hiernach sind z. B. für Temperaturen von 0 bis 130 Grad die Expansivkräfte von Alkohol, Schwefeläther und Terpentinöldampf folgende:

Temperatur	0	10	20	40	60	80	100	110	120	130 Grad.	
Alkohol . . .	1,273	2,408	4,40	13,41	35,00	81,28	168,5	235,2	320,8	433,1	Centimeter
Schwefeläther	18,23	28,65	48,48	91,86	173,03	294,72	492,04	624,9	—	—	„
Terpentinöl . .	0,210	0,230	0,430	1,120	2,69	6,12	13,49	18,73	25,70	34,70	„
Wasserdampf .	0,460	0,9165	1,7391	5,491	14,879	35,164	76,00	107,54	149,13	203,03	„

Nach Versuchen von Rudberg sind bei den aus siedenden Salzauflösungen (s. §. 374) sich entwickelnden Dämpfen die Expansivkräfte bei gleichen Temperaturen dieselben, welches auch die Temperaturen ihrer Siedepunkte sein mögen. Ueber die Spannkraft der Dämpfe aus Lösungen von Salzgemischen sind neuerlich von Wüllner Versuche angestellt worden (s. Poggendorff's Annalen Bd. 156).

Um die Dichtigkeiten verschiedener Dämpfe zu finden, kann man theils das oben angegebene Verfahren von Gay-Lussac, theils auch das Verfahren von Dumas in Anwendung bringen. Das letztere besteht darin, daß man eine hinreichende Menge der zu untersuchenden Flüssigkeit in einen Glasballon, welcher in eine feine Spitze ausgezogen ist, bringt, diesen so lange in einem Bade von Wasser, Oel, Chlorzink u. s. w. erhitzt, bis das Ausströmen des sich aus der Flüssigkeit bildenden Dampfes durch die Spitze des Ballons aufhört, und folglich die Flüssigkeit vollkommen verdampft ist, und daß man zuletzt die Spitze an der Löthrohrflamme zuschmilzt. Aus dem Gewichte G_1 dieses mit dem zu untersuchenden Dampfe angefüllten Ballons läßt sich die Dichtigkeit des Dampfes leicht berechnen, sowie man den Fassungsraum V des Ballons und das Gewicht G desselben, wenn er mit trockener atmosphärischer Luft angefüllt ist, bestimmt hat. Es ist die gesuchte Dichtigkeit des Dampfes, bei der Pressung und Temperatur im Augenblicke, wo die Spitze zugeschmolzen wird:

$$\gamma_1 = \frac{G_1 - G + V\gamma}{V},$$

wobei γ die Dichtigkeit der atmosphärischen Luft bei der Temperatur und dem Barometerstande bezeichnet, wo die Abwägung erfolgte.

Die Dichtigkeit einiger Dämpfe im Vergleich zu der der Luft nahe über den Siedepunkten derselben sind folgende:

Atmosphärische Luft . . . = 1,000,
Wasserdampf . . . . . = 0,6235,
Alkoholdampf . . . . . = 1,6138,
Schwefelätherdampf . . . = 2,5860,

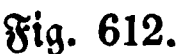
Terpentinöldampf . . . . = 3,0130,
Quecksilberdampf . . . . = 6,976.

Uebrigens verhalten sich die **Dichtigkeiten** der Dämpfe nahe **umgekehrt** wie ihre **latenten Wärmen**.

So ist z. B. nach **Brix** (s. **Poggendorff's** Annalen Bd. 55) die latente Wärme vom Wasserdampf = 540 und vom Alkoholdampf = 214, also das Verhältniß dieser latenten Wärmen zu einander $= \frac{540}{214} = 2{,}52$; und nach **Gay-Lussac** die Dichtigkeit des Alkoholdampfes = 1,6138 und die des Wasserdampfes = 0,6235, und daher das umgekehrte Verhältniß der Dichtigkeiten:

$$\frac{1{,}6138}{0{,}6235} = 2{,}58.$$

Destillation. Wenn zwei communicirende Gefäße A und B, Fig. 612, welche eine und dieselbe Flüssigkeit enthalten, ungleich erhitzt werden, so nimmt der sich aus beiden Flüssigkeiten bildende Dampf nicht eine mittlere, sondern nur diejenige Spannung an, welche der niedrigeren Temperatur entspricht, weil der Dampf von der niedrigen Temperatur nicht in eine höhere Spannung §. 393


Fig. 612.



übergehen kann, ohne theilweise als Fluidum condensirt zu werden. Enthält z. B. ein Gefäß A Wasserdampf von Null Grad Wärme und ein mit A communicirendes Gefäß B Wasserdampf von 100 Grad Wärme, so ist die Spannung des Dampfes in A und B, = 0,46 Centimeter = der des Dampfes von Null Grad Wärme.

Hierauf gründet sich die Anwendung des **Condensators** bei Dampfmaschinen sowie auch die Wirksamkeit der **Destillation** (franz. und engl.

distillation). Beim Destilliren kommt es darauf an, die in einer Blase oder Retorte *B*, Fig. 612, befindliche Flüssigkeit durch Erhitzung von außen in Dampf zu verwandeln und sie dadurch von den in ihr aufgelösten und weniger flüchtigen Substanzen zu befreien. Die sich bildenden Dämpfe werden von dem hutförmigen Ende (Helme) eines nach unten gerichteten Rohres *A C* aufgefangen, und daselbst durch Abkühlung von außen wieder als Flüssigkeit niedergeschlagen, so daß nun letztere aus dieser Röhre in ein untergesetztes Gefäß *D* fließen kann, wogegen die vorher in der Flüssigkeit aufgelösten Substanzen in der Retorte zurückbleiben. Um das Niederschlagen der Dämpfe zu beschleunigen, giebt man dem mittleren Theil des die Dämpfe abführenden Rohres *C* eine schlangenförmige Gestalt und führt dasselbe durch ein mit kaltem Wasser angefülltes Gefäß. Damit dieses Kühlwasser durch die condensirten Dämpfe nicht zu sehr erwärmt werde, muß dasselbe ununterbrochen frischen Zufluß erhalten, und deshalb setzt man mit dem Kühlgefäß zwei Röhren in Verbindung, wovon die eine unaufhörlich kaltes Wasser von unten zuführt, und die andere eine gleiche Menge warmes Wasser oben ableitet.

Auf diese Weise destillirt man auch das Fluß- oder Brunnenwasser, um es von den in ihm aufgelösten Salzen, wie z. B. kohlensauren Kalk, schwefelsauren Kalk u. s. w. zu befreien.

Da dem oben angegebenen Gesetze zufolge die Spannung der Dämpfe in der Retorte nur diejenige ist, welche der Temperatur in dem Kühlrohre entspricht, so muß natürlich die Verdampfung der Flüssigkeit in der Retorte lebhafter vor sich gehen, als wenn die Spannung der Dämpfe eine höhere wäre.

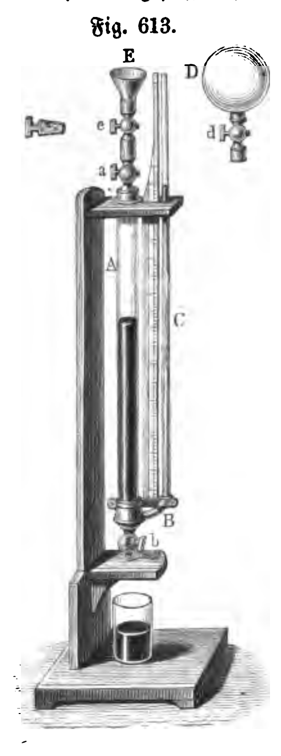
§. 394 **Gas- und Dampfgemenge.** Wenn zwei gasförmige Flüssigkeiten, welche keine chemische Wirkung auf einander ausüben, in einem und demselben Gefäße eingeschlossen werden, so lagern sich dieselben nicht, wie die wasserförmigen Körper, nach ihren specifischen Gewichten über einander, sondern es verbreiten sich beide gleichmäßig über den ganzen Gefäßraum, und es ist hierbei die Expansivkraft des Gasgemenges gleich der Summe der Spannungen, welche jedes einzelne Gas haben würde, wenn es für sich allein den ganzen Raum einnähme.

Außer diesem zuerst von Dalton aufgestellten Gesetze gilt für Dämpfe auch noch folgendes: Wenn in einen mit Gas erfüllten Raum ein Liquidum gebracht wird, so verwandelt sich von demselben so viel in Dampf, als wenn derselbe Raum luftleer wäre.

Man kann sich von der Richtigkeit dieser beiden Gesetze durch folgenden Versuch überzeugen. Die Glasröhre *AB*, Fig. 613, communicirt unten mit einer engeren Glasröhre *BC*, und ist an beiden Enden mit Hähnen *a* und *b* versehen. Oeffnet man den Hahn *a* und verschließt den Hahn *b*,

so kann man den Apparat durch Zugießen von oben mit Quecksilber anfüllen. Ist dies geschehen, so verschließt man *a* und öffnet *b* so lange, bis so viel Quecksilber abgeflossen ist, daß über dem in der Röhre *AB* zurückgebliebenen Quecksilber ein leerer Raum sichtbar wird. Verschließt man nun auch *b*, so kann man an einer zwischen beiden Röhren befindlichen Scala, wie an einem Heberbarometer, den den Druck der äußeren Luft messenden Niveauabstand h_1 zwischen beiden Quecksilbersäulen *AB* und *CB* ablesen. Hierauf schraubt man über dem Hahne *a* einen mit trockener Luft angefüllten und durch einen Hahn *d* verschließbaren Ballon *D* an, und öffnet alle drei Hähne *a*, *b* und *d*, so daß sich die in *D* eingeschlossene Luft in dem oberen Ende der Röhre *AB* ausbreiten kann. Ist nun auf diese Weise das Quecksilber in *AB* um eine gewisse Höhe gesunken, so verschließt man *b*, und liest den Niveauabstand h_2 zwischen beiden Quecksilbersäulen in *AB* und *CB* von Neuem ab. Die Spannung der in *D* und *A* eingeschlossenen Luft ist die Differenz $x = h_1 - h_2$ zwischen dem ersten und dem letzten Niveauabstande.

Fig. 613.



Nachher verschließt man den Hahn *a*, schraubt statt des Ballons *D* einen durch einen engen Hahn *e* verschließbaren Trichter *E* auf, in welchen man Wasser oder diejenige Flüssigkeit gießt, deren Dämpfe in Untersuchung gezogen werden sollen, und führt nun durch ruckweise Eröffnung des Hahnes *e* die Flüssigkeit tropfenweise in die Röhre *AB*. So lange die sich aus dieser Flüssigkeit bildenden Dämpfe das Quecksilber in *AB* noch tiefer herabdrücken, so lange läßt man auch noch neue Flüssigkeit zutröpfeln; wenn aber dieses Sinken aufhört, so hat sich die Luft vollkommen mit den Dämpfen der eingeführten Flüssigkeit gesättigt. Man gießt nun durch *CB* so viel Quecksilber zu, bis die Oberfläche des Quecksilbers in *AB* wieder den vorigen Stand einnimmt, und liest den Niveauabstand h_3 zwischen beiden Quecksilbersäulen zum dritten Male ab. Die Spannung der in *A* eingeschlossenen und mit gesättigten Dämpfen erfüllten Luft ist wieder die Differenz $y = h_1 - h_3$ zwischen dem ersten und dem letzten Niveauabstande, und folglich auch

$$y = x + (h_2 - h_3),$$

also um $h_2 - h_3$ größer als die Spannung x der trockenen Luft. Da sich endlich ergiebt, daß $h_2 - h_3$ nahe gleich ist der Spannung des gesättigten Dampfes bei der Temperatur während des Versuches, so ist dadurch die angenäherte Richtigkeit des Dalton'schen Gesetzes nachgewiesen.

§. 395 **Feuchte Luft.** Die freie Luft enthält gewöhnlich eine kleinere oder größere Menge Wasserdampf, und es ist die Bestimmung derselben Gegenstand der Hygrometrie. Ist die Luft mit Wasserdampf gesättigt, so wird die Dichtigkeit γ aus der Temperatur t und Spannung p derselben wie folgt bestimmt. Mittels der Temperatur t bestimmt sich zunächst durch eine der Formeln der Paragraphen 387 und 388 die Spannung p_1 des Dampfes in der Luft, und hieraus durch Subtraction auch die Spannung $p_2 = p - p_1$ der trockenen Luft. Nun ist aber die Dichtigkeit des Dampfes:

$$\gamma_1 = {}^5/_8 \cdot \frac{1{,}3\, p_1}{1 + \delta t},$$

und die der trockenen Luft:

$$\gamma_2 = \frac{1{,}3\, p_2}{1 + \delta t} = \frac{1{,}3\,(p - p_1)}{1 + \delta t} \text{ Kilogramm}$$

(s. Bd. I, §. 393),

daher folgt die Dichtigkeit der mit Wasserdampf gesättigten Luft:

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 = \frac{1{,}3}{1 + \delta t}(p - p_1 + {}^5/_8\, p_1) = \frac{1{,}3}{1 + \delta t}(p - {}^3/_8\, p_1),$$

d. i.:

$$\gamma = \frac{1{,}3\, p}{1 + \delta t}\left(1 - {}^3/_8 \frac{p_1}{p}\right) \text{ Kilogramm},$$

wobei man die Spannung p in Atmosphären anzugeben hat. Ist, wie gewöhnlich, die Luft nicht mit Wasserdampf gesättigt, so muß man noch den Feuchtigkeitsgrad der Luft in diese Formel einführen. Man versteht unter demselben das Verhältniß ψ zwischen der wirklichen Dampfmenge in der Luft zu derjenigen Dampfmenge, welche dieselbe im Sättigungszustande enthält. Ist folglich γ_1 die Dichtigkeit des gesättigten Dampfes, so läßt sich die Dichtigkeit des ungesättigten Dampfes $= \psi \gamma_1$ setzen, und ist ebenso, p_1 die Spannung des Dampfes im ersten Zustande, so hat man, dem Mariotte'schen Gesetze zufolge, die Spannung desselben im ungesättigten Zustande $= \psi p_1$. Dies vorausgesetzt, hat man folglich die Dichtigkeit der feuchten Luft bei dem Feuchtigkeitsgrade ψ und der Spannung p:

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 = {}^5/_8 \cdot \frac{1,3\,\psi\,p_1}{1+\delta t} + \frac{1,3\,(p - \psi p_1)}{1+\delta t}$$
$$= \frac{1,3\,p}{1+\delta t}\left(1 - {}^3/_8\,\frac{\psi p_1}{p}\right).$$

Da ${}^3/_8\,\psi\,\frac{p_1}{p}$ meist nur ein kleiner Bruch ist, so kann man auch

$$\gamma = \frac{1,3\,p}{(1+\delta t)\left(1 + {}^3/_8\,\psi\,\frac{p_1}{p}\right)} = \frac{1,3\,p}{1 + \delta t + {}^3/_8\,\psi\,\frac{p_1}{p}}$$
$$= \frac{1,3\,p}{1 + \left(\delta + {}^3/_8\,\psi\,\frac{p_1}{pt}\right)t}$$

setzen.

Im Mittel ist der Feuchtigkeitsgrad der freien Luft $\psi = {}^1/_2$; nehmen wir noch die Temperatur derselben $t = 10$ Grad an und setzen hiernach $\frac{p_1}{p} = 0,012$, so erhalten wir:

$${}^3/_8\,\psi\,\frac{p_1}{pt} = {}^3/_8 \cdot {}^1/_2 \cdot \frac{0,012}{10} = 0,00023,$$

folglich

$$\delta + {}^3/_8\,\psi\,\frac{p_1}{pt} = 0,00367 + 0,00023 = 0,0039,$$

wofür wir einfacher 0,004 setzen können, so daß nun einfach die Dichtigkeit der freien Luft im mittleren Feuchtigkeitszustande

$$\gamma = \frac{1,3\,p}{1 + 0,004\,t} \text{ Kilogramm}$$

gesetzt werden kann.

Giebt man p in Kilogramm pr. Quadratcentimeter, so erhält man

$$\gamma = \frac{0,7821\,p}{1 + 0,004\,t} \text{ Kilogramm},$$

und giebt man p in Pfund pr. Quadratzoll, so ist die Dichtigkeit oder das Gewicht von 1 Cubikfuß feuchte Luft

$$\gamma = \frac{0,003539\,p}{1 + 0,004\,t} \text{ Pfund}$$

zu setzen (vergl. Bd. I, §. 393).

Hygrometer. Um den Feuchtigkeitsgrad der Luft zu messen, hat man §. 396 verschiedene Hülfsmittel, sogenannte Hygrometer, (franz. hygromètre; engl. hygrometer) angewendet. Dieselben sind entweder chemische, oder Absorptions- oder Condensationshygrometer.

Läßt man die Luft, deren Feuchtigkeitsgrad bestimmt werden soll, durch ein Rohr strömen, in welchem sich eine Substanz befindet, wozu der Wasserdampf eine große Verwandtschaft hat, wie z. B. Chlorcalcium, so absorbirt dieselbe den in der Luft enthaltenen Wasserdampf, und die Luft tritt völlig getrocknet aus dem Rohre heraus. Wiegt man den absorbirenden Körper vor und nach seiner Verwendung, so giebt die Differenz der gefundenen Gewichte das Gewicht des eingesaugten Wassers an, und dividirt man dasselbe durch das Volumen der durch das Rohr geleiteten Luft, so erhält man dadurch den Wassergehalt pr. Raumeinheit in Gewicht ausgedrückt. Zur Erzeugung des Luftstromes dient ein sogenannter Aspirator, d. i. ein oben verschlossenes Ausflußreservoir. Wenn man das mit Chlorcalcium locker angefüllte Rohr oben in den vorher mit Wasser angefüllten Aspirator einmünden läßt, so strömt durch das Rohr gerade so viel Luft in den Aspirator, als nöthig ist, um den Raum auszufüllen, welchen das abfließende Wasser frei läßt.

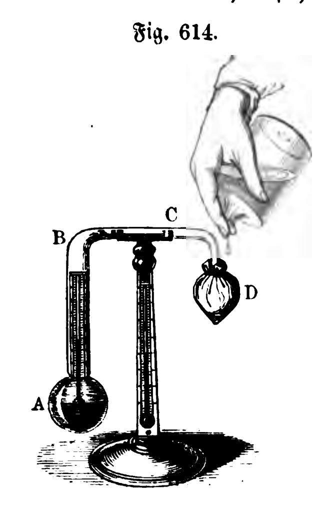
Einfacher, jedoch weit weniger genau sind die Absorptionshygrometer, welche sich darauf gründen, daß sich gewisse organische Substanzen in der Nässe ausdehnen und im Trocknen zusammenziehen. Es gehört hierher vorzüglich das Haarhygrometer von Saussure. Das hierzu verwendete und vom Fett gereinigte Haar ist an einem Ende befestigt, und mit dem anderen Ende um eine mit einem Zeiger und einem kleinen Gegengewichte versehene Leitrolle gelegt; und es bewegt sich nun die Rolle sammt dem Zeiger nach der einen oder nach der anderen Seite, je nachdem sich das Haar ausdehnt oder zusammenzieht, je nachdem also der Feuchtigkeitsgrad der Luft ein größerer oder kleinerer wird.

Mittels der Condensationshygrometer bestimmt man den Feuchtigkeitsgrad der Luft dadurch, daß man in derselben einen Körper allmälig erkältet und nun zusieht, bei welcher Temperatur desselben sich der Dampf aus der Luft als Thau an diesem Körper niederschlägt. Da mit dem Erscheinen des Thaues der Sättigungszustand des Dampfes eingetreten ist, so kann man nun aus der Temperatur des Körpers mittels der bekannten Formeln (s. §. 387 und §. 388) sowohl die entsprechende Expansivkraft, als auch die Dichtigkeit des Wasserdampfes in der Luft berechnen, und vergleicht man nun dieselbe mit derjenigen, welche der Temperatur der Luft im Sättigungszustande entspricht, so drückt das sich ergebende Verhältniß den Feuchtigkeitsgrad der Luft aus. Wäre z. B. die Temperatur der Luft, $t = 20$ Grad, und dagegen die des Körpers, bei welcher der Niederschlag von Wasser auf demselben erscheint, $t_1 = 5$ Grad, so hätte man, da der Temperatur $t = 20^0$, die Expansivkraft $p = 1,7391$ Centimeter, und der Temperatur $t = 5^0$, die Expansivkraft $p_1 = 0,6534$ Centimeter entspricht, den Feuchtigkeitsgrad der Luft:

$$\psi = \frac{6534}{17391} = 0{,}376.$$

Bei dem Daniell'schen Hygrometer *ABCD*, Fig. 614, besteht der Körper *A*, an welchem sich der Dampf aus der Luft niederschlägt, in einer mit glänzendem Gold oder Platin überzogenen Glaskugel *A*, welche zu zwei Drittel mit Schwefeläther angefüllt ist und die Kugel eines Thermometers enthält, woran die Temperatur im Augenblicke der Thaubildung abzulesen ist. Diese Kugel steht durch eine gebogene Röhre *CB* mit einer anderen Glaskugel *D* in Verbindung, und es ist der ganze Apparat luftleer herzustellen. Um nun die erforderliche Erkältung der ersten Kugel hervorzubringen, hat man nur nöthig, auf die zu diesem Zwecke mit einem Musselin- oder Leinwandläppchen umgebene Kugel *D* Schwefeläther tröpfeln zu lassen. Die Verdampfung dieses Aethers erzeugt nun eine Kälte in *D*, wobei eine Verminderung der Spannung des Aetherdampfes im ganzen Apparate entsteht, und womit nicht allein das Niederschlagen dieses Dampfes in *D*, sondern auch die Bildung neuer Aetherdämpfe und die Abkühlung des zurückbleibenden Aethers in *A* verbunden ist.

Fig. 614.



In der Hauptsache beruht sowohl das Hygrometer von Regnault als auch das Psychrometer von August auf demselben Principe.

Erwärmungskraft. Die Wärme, welche zur Verwandlung des Wassers in Dampf nöthig ist, wird in der Regel durch Verbrennung von Körpern gewonnen. Die Verbrennung (franz. und engl. combustion) besteht in einer raschen Verbindung eines Körpers, des Brennstoffes (franz. combustible; engl. fuel), mit Sauerstoff (franz. oxygène; engl. oxygen). Als Brennstoff werden vorzüglich kohlenstoffhaltige Körper benutzt, den Sauerstoff aber liefert die atmosphärische Luft, die im gewöhnlichen Zustande 23 Procent dieses Stoffes enthält. Die Erwärmungskraft (franz. puissance calorifique; engl. warming power) oder die Wärmemenge, welche bei der Verbrennung entwickelt wird, ist bei verschiedenen Brennstoffen sehr verschieden, z. B. bei Wasserstoffgas größer als bei Kohlenstoff, und bei diesem größer als bei Holz u. s. w. Es haben Rumford, Lavoisier und Laplace, ferner Despretz und besonders noch Dulong Versuche über die §. 397

Erwärmungskraft verschiedener Körper angestellt, und hierbei vorzüglich aus der Stärke der Erwärmung einer bestimmten Wassermenge, welche durch Verbrennung einer bestimmten Quantität des Brennstoffes erlangt wurde, auf die Erwärmungskraft des letzteren geschlossen. Auf diesem Wege hat z. B. Dulong gefunden, daß 1 Gramm Wasserstoffgas bei seiner Verbrennung 34600 Gramm Wasser um einen Grad erwärmt und dazu 4,32 Gramm Sauerstoff verbraucht; daß dagegen 1 Gramm Kohlenstoff hierbei nur 7299 und 1 Gramm Kohlenoxydgas gar nur 2490 Gramm Wasser um einen Grad in der Temperatur erhöht, jener aber 2,73 Gramm und dieses 4,36 Gramm Sauerstoff erfordert. Nach §. 373 ist folglich die Erwärmungskraft des Wasserstoffgases = 34600, die des Kohlenstoffes = 7290 und die des Kohlenoxydgases = 2490 Wärmeeinheiten (calories).

Was die zur Verbrennung nöthige Sauerstoffmenge anlangt, so läßt sich diese auch direct aus dem Producte der Verbrennung berechnen. Bei der vollkommenen Verbrennung von Kohle ist dieses Product Kohlensäure (franz. acide carbonique; engl. carbonic acid), und diese besteht aus 27,36 Theilen Kohlenstoff und 72,64 Theilen Sauerstoff; daher erfordert ein Gramm Kohlenstoff zu seiner Verbrennung $\frac{72,64}{27,36} = 2,65$ Gramm Sauerstoff, oder $\frac{2,65}{0,23} = 11,52$ Gramm atmosphärische Luft, da die atmosphärische Luft aus 23 Gewichtstheilen Sauerstoff und 77 Gewichtstheilen Stickstoff besteht.

§. 398 **Verbrennungswärme.** Neuere Versuche über die Verbrennungswärme sind von Andrews (Poggendorff's Annalen Bd. 75) sowie von Favre und Silbermann (Annales de chim. et de phys. Sér. III. Tom. 34) angestellt worden. Das Calorimeter, welches die letzteren Experimentatoren angewendet haben, bestand in der Hauptsache in einer metallenen Verbrennungskammer von circa 5 Centimeter Weite und 10 Centimeter Höhe, welche in ein mit Wasser angefülltes Gefäß eingetaucht war und mit außen durch drei Röhren in Verbindung stand, wodurch der zur Verbrennung nöthige Sauerstoff und das zu verbrennende Gas zu- sowie die gasförmigen Verbrennungsproducte abgeführt wurden. Um die Wärme der letzteren dem Kühlwasser mitzutheilen, erhielt das dritte oder Ableitungsrohr eine große Länge und wurde schlangenförmig um die Verbrennungskammer herumgewickelt. Wenn statt eines Gases ein fester oder flüssiger Körper verbrannt werden sollte, so mußte natürlich derselbe schon vor dem Versuche in die Kammer gebracht und die zweite oder Gaszuleitungsröhre geschlossen werden. Um den Gang der Verbrennung von außen beobachten zu können, war mitten im Deckel der Kammer eine durch eine starke Glasplatte verschlossene weitere Röhre, sowie

darüber ein geneigter Spiegel angebracht. Ferner war das Kühlgefäß noch mit einem weiteren Mantel umgeben und mit diesem in ein noch weiteres, mit Wasser angefülltes Gefäß gesetzt, damit dasselbe so wenig wie möglich Wärme von außen aufnehmen konnte. Um endlich die Wärme im Kühlwasser möglichst auszubreiten, wurde dieses durch Auf- und Niederziehen eines aus zwei Blechringen bestehenden Rührwerks in Bewegung gesetzt.

Aus dem Gewichte Q des Kühlwassers und der beobachteten Wärmezunahme t desselben in Folge der Verbrennung ließ sich nun die entsprechende Wärmemenge $W = Qt$ (s. §. 373) berechnen.

Auf diese Weise ergab sich die Wärmemenge bei Verbrennung von 1 Kilogramm

Holzkohle	8080	Wärmeeinheiten,
Graphit	7797	"
Kohlenoxydgas. . .	2403	"
Wasserstoffgas . . .	34462	"

u. s. w.

Diesen Versuchen zufolge ist die Verbrennungswärme oder Heizkraft der Kohle oder des reinen Kohlenstoffes größer als Dulong und Andere gefunden haben. Die gefundene Differenz hat aber nach Favre und Silbermann ihren Grund darin, daß die Kohle gewöhnlich nicht vollständig zu Kohlensäure, sondern auch theilweise nur zu Kohlenoxydgas verbrennt. Diese Experimentatoren haben nun noch die Menge des letzteren Gases besonders bestimmt und die Wärme, welche die Verbrennung derselben giebt, noch mit zur ganzen Verbrennungswärme addirt.

Während das kohlensaure Gas aus 27,27 Gewichtstheilen Kohlenstoff und 72,73 Gewichtstheilen Sauerstoff besteht, ist das Kohlenoxydgas aus 42,86 Gewichtstheilen Kohlenstoff und 57,14 Gewichtstheilen Sauerstoff zusammengesetzt, und es ist folglich zur Verbrennung eines Grammes Kohle zu Kohlenoxydgas nur $\frac{57,14}{42,86} = 1,333$ Gramm Sauerstoff oder $\frac{1,333}{0,23} = 5,8$ Gramm, d. i. nahe nur halb so viel atmosphärische Luft nöthig, als bei der Verbrennung zu Kohlensäure. Deshalb bildet sich das Kohlenoxydgas nur dann in größerer Menge, wenn es an Luftzug oder an der zur Bildung von Kohlensäure nöthigen Menge von Sauerstoff mangelt.

Da nach den Versuchen von Favre und Silbermann die Verbrennung von 1 Kilogramm Kohlenstoff zu Kohlensäure 8080 Wärmeeinheiten, dagegen die von 1 Kilogramm Kohlenoxydgas zu Kohlensäure 2403 Wärmeeinheiten giebt, und da das Kohlenoxydgas 42,86 Procent Kohlenstoff enthält, also 1 Kilogramm Kohlenstoff in diesem Gase $\frac{2403}{0,4286} = 5607$ Wärme-

einheiten entspricht, so ist folglich die Wärmemenge, welche bei der unvollständigen Verbrennung der Kohle zu Kohlenoxydgas entwickelt wird:

$$8080 - 5607 = 2473 \text{ Wärmeeinheiten},$$

also circa drei Zehntel von derjenigen Wärmemenge (8080 Wärmeeinheiten), welche aus der vollständigen Verbrennung zu Kohlensäure hervorgeht.

Die Wärmemengen, welche bei Verbrennung von Kohlenwasserstoffverbindungen entwickelt werden, lassen sich mit Hülfe der Wärmemengen ihrer Bestandtheile leicht berechnen. Das Gruben- oder Sumpfgas (schlagende Wetter) besteht dem Gewichte nach aus 25 Proc. Wasserstoff und 75 Proc. Kohlenstoff, giebt folglich bei seiner Verbrennung

$$\tfrac{1}{4} . 34462 + \tfrac{3}{4} . 8080 = 8615,5 + 6060 = 14675,5$$

Wärmeeinheiten, dagegen das ölbildende Gas besteht aus $\tfrac{1}{7}$ Wasserstoff und $\tfrac{6}{7}$ Kohlenstoff, und liefert folglich bei seiner Verbrennung nur

$$\tfrac{1}{7} . 34462 + \tfrac{6}{7} . 8080 = 4923 + 6926 = 11849$$

Wärmeeinheiten,

Anmerkung. Ueber die Wärmeentwickelung bei anderen chemischen Verbindungen, sowie über die Wärmequellen überhaupt ist nachzulesen: Müller's Physik, Band 2, sowie Wühlner's Experimentalphysik Band II.

§. 399 **Brennstoffe.** Die Brennstoffe, welche zur Erzeugung von Wasserdämpfen benutzt werden, sind vorzüglich Steinkohlen, Braunkohlen, Torf, Holz und Kokes. Dieselben sind Verbindungen von Kohlenstoff (C), Wasserstoff (H) und Sauerstoff (O), enthalten zuweilen noch etwas Stickstoff (N) und fast durchgängig verschiedene Mengen unorganischer Bestandtheile, welche bei der Verbrennung als Asche zurückbleiben. Außerdem enthalten dieselben noch eine größere oder kleinere Menge freies oder hygroskopisches Wasser, welches bei der Verbrennung die Dampfform annimmt und hierbei eine gewisse Wärmemenge bindet, wodurch die Heizkraft des Brennstoffes herabgezogen wird. Deshalb soll man auch die Brennstoffe vor ihrer Verwendung möglichst trocknen. Frisch gefälltes Holz enthält 35 bis 50 Procent, und gehörig lufttrockenes Holz noch 20 bis 25 Procent Wasser. Da 1 Pfund Wasser circa 640 Wärmeeinheiten erfordert, um es in Dampf zu verwandeln, und 1 Pfund ganz trockenes Holz bei seiner Verbrennung 3600 Wärmeeinheiten entwickelt, so wird 1 Pfund Holz mit 25 Procent Wasser bei seiner Verbrennung nur $3600 . 0,75 = 2700$ Wärmeeinheiten liefern, und überdies hiervon noch $640 . 0,25 = 160$ Wärmeeinheiten an das Wasser zur Umwandlung desselben in Dampf absetzen, so daß folglich nur

$$2700 - 160 = 2540 \text{ Wärmeeinheiten}$$

nutzbar gemacht werden können.

Das durch die chemische Analyse in den Brennmaterialien gefundene Sauer-

stoffquantum O ist mit einem Theile $H_1 = \frac{O}{8}$ des Wasserstoffes (H) zu Wasser verbunden, folglich kann auch nur das Wasserstoffquantum

$$H - H_1 = H - \frac{O}{8}$$

zur Verbrennung gelangen, und die Wärmemenge

$$W_1 = 34462 \left(H - \frac{O}{8}\right)$$

entwickeln. Addirt man hierzu die Wärmemenge

$$W_2 = 8080\ C,$$

welche aus der Verbrennung der Kohlenstoffmenge C hervorgeht, so erhält man dadurch die gesammte theoretische Heizkraft eines Brennmaterials:

$$W = W_1 + W_2 = 34462 \left(H - \frac{O}{8}\right) + 8080\ C.$$

Der Anthracit (franz. und engl. anthracite) ist das kohlenstoffreichste Brennmaterial; er besteht im Mittel aus 91 Procent Kohlenstoff, 3 Procent Wasserstoff, 3 Procent Sauerstoff und 3 Procent Asche, wonach sich die theoretische Brennkraft desselben

$$W = 34462 . (0{,}03 - {}^1/_8 . 0{,}03) + 8080 . 0{,}91 = 905 + 7353$$
$$= 8258 \text{ Wärmeeinheiten}$$

ergiebt.

Die Steinkohle (franz. houille; engl. pit-coal) besteht im Mittel aus 80 Procent Kohlenstoff, 5 Procent Wasserstoff, 10 Procent Sauerstoff und 5 Procent Asche, es ist folglich ihre theoretische Heizkraft:

$$W = 34462 . (0{,}05 - {}^1/_8 . 0{,}1) + 8080 . 0{,}80 = 1292 + 6464$$
$$= 7756 \text{ Wärmeeinheiten.}$$

Die Braunkohle (franz. lignite; engl. brown-coal) enthält dagegen im Mittel nur 60 Procent Kohlenstoff, 5 Procent Wasserstoff, 25 Procent Sauerstoff und 10 Procent Asche, wonach folglich die theoretische Brennkraft dieses Brennstoffes

$$W = 34462 . (0{,}05 - {}^1/_8 . 0{,}25) + 8080 . 0{,}60 = 646 + 4848$$
$$= 5494 \text{ Wärmeeinheiten ist.}$$

Der Torf (franz. tourbe; engl. peat, turf) enthält im Mittel 52 Procent Kohlenstoff, 5 Procent Wasserstoff, 33 Procent Sauerstoff und 10 Procent Asche; es ist daher die theoretische Brennkraft desselben:

$$W = 34462 . (0{,}05 - {}^1/_8 . 0{,}33) + 8080 . 0{,}52 = 301 + 4202$$
$$= 4503 \text{ Wärmeeinheiten.}$$

Was ferner das Holz (franz. bois; engl. wood) anlangt, so besteht

dasselbe durchschnittlich aus 49 Procent Kohlenstoff, 6 Procent Wasserstoff, 44 Procent Sauerstoff und 1 Procent Asche, so daß die theoretische Brennkraft desselben

$$W = 34462.(0{,}06 - \frac{1}{8}.0{,}44) + 8080.0{,}49 = 172 + 3959$$
$$= 4131 \text{ Wärmeeinheiten}$$

folgt.

Durch die **Verkohlung** (franz. carbonisation; engl. carbonisazion) der Brennmaterialien wird nicht allein der Wasserstoff und Sauerstoff aus denselben entfernt, sondern es geht auch ein Theil des Kohlenstoffes verloren, indem sich zugleich Verbindungen von Wasserstoff, Kohlenstoff und Sauerstoff bilden und in Gasform entweichen. Deshalb giebt denn auch 1 Pfund lufttrockenes Holz mit 20 Procent hygroskopischem Wasser und 40 Procent Kohlenstoff nur 0,18 bis 0,25 Pfund **Holzkohle** (franz. charbon de bois; engl. char-coal), und ebenso, 1 Pfund Steinkohle nur 0,45 bis 0,6 Pfund Coaks (franz. und engl. coke). Uebrigens sind weder die Holzkohlen noch die Coaks reiner Kohlenstoff, sondern es enthalten dieselben nebst den die Asche gebenden festen Bestandtheilen noch immer etwas Wasserstoff und Sauerstoff, und es ist deshalb ihre theoretische Brennkraft nur 7000 bis 7500 Wärmeeinheiten.

Es ist hiernach die Anwendung von verkohlten Substanzen mit einem großen Wärmeverluste verbunden, und daher nur zulässig, wo es entweder auf die Erzeugung einer sehr intensiven Hitze oder auf die Entfernung gewisser flüchtiger Bestandtheile, z. B. des Schwefels, ankommt.

Die **nutzbaren Wärmemengen**, welche man bei der Verbrennung der Brennmaterialien auf Feuerherden gewinnt, sind, weil auf denselben nie eine vollständige Verbrennung zu Kohlensäure möglich ist, weil zumal die Verbrennungsproducte eine ansehnliche Wärmemenge mit sich fortnehmen, sowie auch Wärme durch Mittheilung an die Ofenwände und durch Abfälle verloren geht, stets viel kleiner als die im Vorstehenden angegebenen **theoretischen Wärmemengen**. Es folgt aus vielfachen und namentlich auch aus sehr gründlich angestellten Versuchen von Dr. W. Brix (siehe dessen Untersuchung über die Heizkraft der wichtigsten Brennstoffe), daß die nutzbare Verbrennungswärme im Mittel bei den meisten Brennherden nur **zwei Drittel** von der theoretischen Verbrennungswärme ist.

§. 400 **Verbrennung.** Die zur Verbrennung einer gewissen Menge Brennstoff nöthige **Luftmenge**, sowie das Quantum des hieraus hervorgehenden und durch den Schornstein abzuleitenden **Gasgemenges** läßt sich wie folgt ermitteln.

Die Kohlenstoffmenge C des Brennmaterials erfordert zur Bildung von Kohlensäure die Sauerstoffmenge

$$O_1 = \frac{8}{3}\,C = 2{,}67\,C,$$

und es ist die Menge der gebildeten Kohlensäure:

$$C + O_1 = \frac{11}{3}\,C = 3{,}67\,C.$$

Ferner das Verbrennen der freien Wasserstoffmenge $H - \frac{O}{8}$ zu Wasser erfordert das Sauerstoffquantum:

$$O_2 = 8\left(H - \frac{O}{8}\right) = 8\,H - O,$$

und giebt das Wasserquantum:

$$9\left(H - \frac{O}{8}\right) = 9\,H - \frac{9}{8}\,O.$$

Hiernach ist also der ganze Sauerstoffbedarf:

$$O = O_1 + O_2 = 2{,}67\,C + 8\,H - O,$$

und folglich die erforderliche Menge atmosphärischer Luft:

$$L = \frac{2{,}67\,C + 8\,H - O}{0{,}231} = 11{,}56\,C + 34{,}63\,H - 4{,}33\,O,$$

oder in Cubikmeter, wenn wieder C, H und O in Kilogramm ausgedrückt werden, und vorausgesetzt wird, daß bei einer mittleren Temperatur von 10 Grad und 0,76 Meter Barometerstand, 1 Cubikmeter Luft, $\gamma = 1{,}25$ Kilogramm wiegt:

$$\frac{4}{5}\,L = 9{,}25\,C + 27{,}70\,H - 56{,}0\,O \text{ Cubikmeter.}$$

Dagegen ist die nöthige Luftmenge für 1 Pfund Brennstoff:

$$V = \frac{32{,}346}{2}\,(9{,}25\,C + 27{,}70\,H - 3{,}46\,O)$$

$$= 149{,}6\,C + 448{,}0\,H - 56{,}0\,O \text{ Cubikfuß.}$$

Nach dem Obigen ist z. B. für 1 Pfund Steinkohle, $C = 0{,}80$, $H = 0{,}05$ und $O = 0{,}10$ Pfund, und daher die hierzu erforderliche Menge atmosphärischer Luft:

$$V = 146{,}6 . 0{,}8 + 448{,}0 . 0{,}05 - 56{,}0 . 0{,}01$$

$$= 119{,}7 + 22{,}4 - 5{,}6 = 147{,}7 \text{ Cubikfuß.}$$

Um eine schnelle und vollständige Verbrennung zu erlangen, ist es nöthig, dem Brennherde die doppelte Luftmenge zuzuführen.

Was das durch den Schornstein abzuführende Gasgemenge anlangt, so besteht dasselbe aus dem Stickstoff der zugeführten atmosphärischen Luft, aus dem durch die Verbrennung erhaltenen kohlensauren Gas, sowie aus dem sich hierbei bildenden Wasserdampfe.

Das aus der Zerlegung der atmosphärischen Luft hervorgehende Stickstoffquantum ist dem Gewichte nach:

$$Q_1 = \frac{0,769}{0,231}(2,67\,C + 8\,H - O) = 3,329 . (2,67\,C + 8\,H - O)$$
$$= 8,88\,C + 26,63\,H - 3,33\,O \text{ Kilogramm,}$$

oder, da bei 10 Grad Wärme und dem mittleren Barometerstande die Dichtigkeit des Stickgases $= 1,25 . 0,9713 = 1,2141$ Kilogramm ist,

$$Q_1 = (8,88\,C + 26,63\,H - 3,33\,O) : 1,2141$$
$$= 7,315\,C + 21,93\,H - 2,74\,O \text{ Cubikmeter,}$$

und folglich das Stickgasquantum pr. Pfund Brennstoff:

$$Q_1 = 118,3\,C + 354,7\,H - 44,3\,O \text{ Cubikfuß.}$$

Da ferner die Dichtigkeit des Kohlensäuregases

$$\gamma = 1,25 . 1,529 = 1,911 \text{ Gramm}$$

beträgt, so ist die aus einem Kilogramm Brennstoff hervorgehende Menge dieses Gases:

$$= \frac{3,67\,C}{1,911} = 1,919\,C \text{ Cubikmeter,}$$

also diese Menge pr. Pfund Brennstoff:

$$Q_2 = 16,17 . 1,919\,C = 31,0\,C \text{ Cubikfuß.}$$

Endlich geht aus dem Wasserstoff H die Wassermenge $9\,H$ hervor, welche, da 1 Cubikmeter Wasserdampf, $^5/_8 . 1,25$ Gramm $= 0,78125$ Kilogramm wiegt, eine Dampfmenge

$$\frac{9\,H}{0,78125} = 11,52\,H \text{ Cubikmeter}$$

giebt, so daß pr. Pfund Brennstoff die Dampfmenge

$$Q_3 = 16,17 . 11,52\,H = 186,3\,H \text{ Cubikfuß}$$

liefert.

Hiernach folgt nun das Volumen des aus der vollständigen Verbrennung hervorgehenden Gasgemenges:

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 = 118,3\,C + 354,7\,H - 44,3\,O + 31,0\,C + 186,3\,H$$
$$= 149,3\,C + 541,0\,H - 44,3\,O \text{ Cubikfuß.}$$

Das Gewicht dieses Gemenges ist das Gewicht C des Brennstoffes plus das Gewicht der zugeführten Luft $L = 11,56\,C + 34,63\,H - 4,33\,O$, folglich das Gewicht eines Cubikfußes desselben:

$$\gamma = \frac{11,56\,C + 34,63\,H - 4,33\,O}{149,3\,C + 541,0\,H - 44,3\,O}.$$

Z. B. für $C = 0,8$, $H = 0,05$ und $O = 0,10$, wie oben,

$$Q = 149,3 . 0,8 + 541,0 . 0,05 - 44,3 . 0,10 = 142,1 \text{ Cubikfuß,}$$

und wiegt

$$G = 12,56 . 0,8 + 34,63 . 0,05 - 4,33 . 0,10 = 11,33 \text{ Pfund,}$$

so daß die Dichtigkeit dieses Gasgemenges

$$\gamma = \frac{11,33}{133,7} = 0,08475 \text{ Pfund}$$

folgt, während die Dichtigkeit der atmosphärischen Luft

$$= \frac{1,25}{15,13} = 0,08262 \text{ Pfund ist.}$$

Wenn man doppelt so viel Luft zuführt, als zu einer langsamen Verbrennung nöthig, so ist das Quantum des durch den Schornstein abzuführenden Gasgemenges noch um $V = 139,7\, C + 419,1\, H - 52,40\, O$ größer, folglich

$$Q = 279,4\, C + 940,8\, H - 10,9\, O \text{ Cubikfuß},$$

und die Dichtigkeit des Gasgemenges:

$$\gamma = \frac{24,08\, C + 69,26\, H - 8,66\, O}{279,4\, C + 940,8\, H - 10,9\, O}.$$

Diese Werthe für Q und γ beziehen sich nur auf die mittlere Temperatur (10 Grad) der zutretenden Luft; da aber die Temperatur t der fortströmenden Verbrennungsgase eine höhere ist, so hat man das Volumen derselben

$$\left(\frac{1 + \delta t}{1 + 10\,\delta}\right) Q = \left(\frac{1 + 0,00367\, t}{1,0367}\right) Q$$

zu setzen.

Gewöhnlich nimmt man $t = 300$ Grad an, und erhält daher dieses Gasquantum

$$= \frac{2,101}{1,0367}\, Q = 2,027\, Q,$$

und dessen Dichtigkeit

$$= \frac{\gamma}{2,027} = 0,4934\, \gamma.$$

Für 1 Pfund Steinkohle ist demnach, wenn man $t = 10$ Grad annimmt:

$$Q = 279,3 \,.\, 0,8 + 940,8 \,.\, 0,05 - 9,39 \,.\, 0,10 = 269,5 \text{ Cubikfuß}$$

und

$$\gamma = \frac{21,80}{269,5} = 0,08089 \text{ Pfund};$$

dagegen wenn man $t = 300$ Grad setzt:

$$Q = 2,027 \,.\, 269,5 = 546,3 \text{ Cubikfuß}$$

und

$$\gamma = 0,4934 \,.\, 0,08089 = 0,03991 \text{ Pfund}.$$

Folgende Tabelle giebt die theoretische Verbrennungskraft der vorzüglichsten Brennstoffe, sowie die zur Verbrennung derselben nöthigen Luftmengen und die hieraus hervorgehenden Gasmengen an.

Brennstoffe.	Wärmemengen.	Kalte Luft zum Verbrennen von 1 Pfund Brennstoff.	Aus der Verbrennung hervorgehende Gasmenge, reducirt	
			auf 0°.	auf 300°.
Stark gedörrtes Holz	3600 Cal.	102 Cbff.	111 Cbff.	233 Cbff.
Lufttrockenes Holz mit 20 Proc. Wasser	2800 „	82 „	93 „	194 „
Holzkohle	7000 „	248 „	248 „	519 „
Stark gedörrter Torf	4800 „	171 „	178 „	371 „
Torf mit 20 Proc. Wasser . .	3600 „	137 „	146 „	305 „
Torfkohle	5800 „	200 „	200 „	418 „
Mittlere Steinkohle	7500 „	274 „	279 „	584 „
Koaks mit 15 Proc. Asche . .	6000 „	227 „	227 „	475 „
Reine Koaks	7050 „	250 „	250 „	520 „

Beispiel. Wie viel lufttrockenes Holz ist nöthig, um 30 Cubikfuß Wasser von 10° Temperatur auf 70° zu erhitzen? Die nöthige Wärmemenge ist, wenn man den Cubikfuß Wasser 61,75 Pfund schwer annimmt,

$$61{,}75 \,.\, 30 \,.\, (70 - 10) = 1852{,}5 \,.\, 60 = 111150 \text{ Cal.}$$

Nun liefert aber 1 Pfund lufttrockenes Holz bei seiner Verbrennung 2800 Cal.; daher ist denn zu der geforderten Erwärmung $\frac{111150}{2800} = \frac{2223}{56} = 39{,}69$ Pfund oder circa 1 Cubikfuß Holz erforderlich. Uebrigens ist die hierbei zur Verbrennung nöthige Luftmenge $= 82 \,.\, 39{,}69 = 3255$ Cubikfuß, und die daraus hervorgehende Gasmenge bei 250° Temperatur:

$$= (1 + 0{,}00367 \,.\, 250) \,.\, 93 \,.\, 39{,}69 = 1{,}9175 \,.\, 93 \,.\, 39{,}69 = 7078 \text{ Cubikfuß.}$$

§. 401 **Brennstoffmenge.** Es läßt sich nun auch leicht der Brennstoffaufwand berechnen, der zur Erzeugung einer gewissen Dampfmenge nöthig ist. Wir haben oben (§. 380) angegeben, daß die Gesammtwärme des Dampfes von t^0 Temperatur (nach Regnault)

$$W = 606{,}5 + 0{,}305\,t$$

ist, und können daher die Wärmemenge, welche nöthig ist, um 1 Pfund Wasser von t_1 Temperatur in Dampf von der Temperatur t zu verwandeln, setzen:

$$W = 606{,}5 + 0{,}305\,t - t_1 \text{ Calorien,}$$

oder genauer, da der Temperatur t_1 des Wassers die Wärmemenge

$$W_1 = t_1 + 0{,}00002\,t_1^2 + 0{,}0000003\,t_1^3$$

entspricht,

$$W = 606{,}5 + 0{,}305\,t - (1 + 0{,}00002\,t_1 + 0{,}0000003\,t_1^2)\,t_1 \text{ Cal.}$$

Vor Ausführung der Versuche von Regnault berechnete man die Wärmemenge des Dampfes entweder mittels einer hypothetischen Formel von Watt oder mittels einer anderen von Southern. Nach Watt, Sharp, Clément-Désormes, und zumal nach den neueren Beobachtungen von Pambour ist die Gesammtwärme des Dampfes bei allen Temperaturen eine und dieselbe, nimmt also die latente Wärme ab, wenn die sensible Wärme eine größere wird. Nimmt man an, daß bei der Bildung des Dampfes von 100° Temperatur eine Wärmemenge von 540 Cal. gebunden wird, so hat man hiernach die Wärmemenge, welche bei der Verwandlung des Wassers von t_1^0 Temperatur in Dampf von jeder Temperatur nöthig ist, einfach

$$W = 540 + 100 - t_1 = 640 - t_1.$$

Nach Southern, Poncelet u. A. wäre hingegen die latente Wärme des Dampfes constant (540 Cal.), nähme also die Gesammtwärme mit der Temperatur zu, und daher die Wärmemenge:

$$W = 540 + t - t_1.$$

Nimmt man die Temperatur des Wassers = Null an, und setzt man die des Dampfes $t = 100$, 125, 150 Grad u. s. w., so läßt sich folgende Vergleichung machen:

Temperatur des Dampfes.	50°	75°	100°	125°	150°	175°	200°
Wärmemenge nach Watt	640	640	640	640	640	640	640
Wärmemenge nach Southern .	590	615	640	665	690	715	740
Wärmemenge nach Regnault .	611,7	629,4	637	644,6	652,2	659,9	667,5

Man ersieht hieraus, daß bei Temperaturen von 100 bis 150 Grad, wie sie bei Dampfmaschinen meist vorkommen, das Watt'sche Gesetz nicht bedeutend von der Regnault'schen Formel abweicht, daß dagegen bei Temperaturen über 120 Grad die Southern'sche Regel schon auf ansehnlichere Abweichungen führt.

Wenn man, nach Regnault, $W = 606,5 + 0,305\, t - t_1$ setzt, so erhält man das Wärmequantum, welches zur Verwandlung der Wassermenge $Q\gamma$ Pfund in Dampf nöthig, d. i.:

$$W = (606,5 + 0,305\, t - t_1)\, Q\gamma \text{ Calorien.}$$

Nehmen wir für t und t_1 Mittelwerthe an, setzen wir $t = 125$ und $t_1 = 15$ Grad, so erhalten wir:

$$W = 630 \text{ Calorien.}$$

Wenden wir reinen Kohlenstoff zur Verbrennung an, und setzen wir voraus, daß $^2/_3$ der dadurch entwickelten Wärme zur Wirkung gelange, so können wir die durch 1 Pfund Kohle gewonnene Wärmemenge

$$= {}^2/_3 . 7050 = 4700 \text{ Calorien}$$

setzen, und da nach der letzten Regel die Wärmemenge, welche 1 Pfund Wasser von 10° Temperatur zur Verwandlung in Dampf erfordert, 630 Cal. ist, so läßt sich hiernach annähernd als richtig annehmen, daß jedes Pfund Kohlenstoff bei seiner Verbrennung $\frac{4700}{630} = 7^1/_2$ Pfund Dampf liefere oder 1 Pfund Dampf zu seiner Erzeugung, $^2/_{15} = 0{,}133$ Pfund Kohlenstoff erfordere. Erfahrungsmäßig giebt 1 Pfund Steinkohle 5 bis 7 Pfund, 1 Pfund Koaks $4^2/_3$ bis 5,8 Pfund, 1 Pfund Holzkohle 6 Pfund und 1 Pfund Holz 2,5 bis 2,7 Pfund Dampf (s. Guide du chauffeur par Grouvelle et Jaunez).

Für die zur Dampferzeugung dienenden Steinkohlen sind folgende Mittelwerthe in Anwendung zu bringen.

Steinkohlen.	Gewicht roher Steinkohle pr. Tonne zu je 4 Scheffel.	Wassergehalt in Procenten der rohen Kohle.	Unverbrennliche Rückstände in Procenten der rohen Kohle.	Effective Verdampfungskraft; Dampfmenge pr. Pfd. roher Kohle.
nordamerikanische . .	361,0 Pfd.	1,39	10,3	8,27 Pfd.
englische	391,5 „	3,37	7,8	7,82 „
preußische	349,2 „	3,00	4,8	8,28 „
sächsische	367,6 „	10,83	25,5	8,20 „

Noch lassen sich folgende Mittelwerthe annehmen.

Name des Brennstoffs.	Gewicht des Brennstoffs.	Wassergehalt.	Heizkraft beim angegebenen Wassergehalt. von 1 Pfund.	Heizkraft beim angegebenen Wassergehalt. von 1 Klafter.
Nadelholz . .	1 Klafter = 108 Cbfß. = 2600 Pfd.	15 Proc.	4,0	10400
Laubholz . .	1 „ = 3000 „	15 „	3,7	11100
				von 1000 St.
Torf	1000 Stück = 1800 Pfd.	25 „	3,64	6552
Braunkohle .	1 Scheffel = 290 „	30 „	3,95	1150

Beispiel. Welchen Steinkohlenaufwand erfordert eine Dampfmaschine stündlich, welche in jeder Minute 500 Cubikfuß Dampf von 3 Atmosphären Spannung consumirt, wenn das Speisewasser eine Temperatur von 30° hat? Nach der Tabelle II. in §. 388 entspricht 3 Atmosphären Spannung die Temperatur $t = 133{,}9$ Grad, und nach der Tabelle in §. 391 erfordern 500 Cubikfuß Dampf bei 3 Atmosphären Spannung,

$$\frac{500}{587{,}4} \text{ Cubikfuß} = \frac{500}{587{,}4} \cdot 61{,}75 = 52{,}56 \text{ Pfund Wasser},$$

und dieses erfordert nach der obigen Formel die Wärmemenge:

$$W = (606{,}5 + 0{,}305\,t - t_1)\,Q\gamma_1 = (606{,}5 + 0{,}305\,.\,135 - 30)\,.\,52{,}56$$
$$= (606{,}5 + 41{,}2 - 30)\,.\,52{,}56 = 617{,}5\,.\,52{,}56 = 32463 \text{ Cal.}$$

Nehmen wir an, daß 1 Pfund Steinkohle effectiv 4000 Cal. Wärme liefere, so erhalten wir die nöthige Steinkohlenmenge pr. Minute:

$$K = \frac{W}{4000} = \frac{32463}{4000} = 8{,}116 \text{ Pfund},$$

also stündlich $= 60\,K = 487$ Pfund, oder, wenn man die Tonne Steinkohle 350 Pfund schwer annimmt,

$$\frac{487}{350} = 1{,}39 \text{ Tonne.}$$

Schlußanmerkung. Außer den Werken über Physik, von Müller, Ganot, Wüllner u. A. handeln über Wärme und Brennmaterialien folgende Schriften: Traité de la chaleur consid. dans les applications, par E. Péclet. III. édition. Paris 1860; ferner die Wärmemeßkunst und deren Anwendung, von C. Schinz, Stuttgart 1858; Untersuchungen über die Heizkraft der wichtigeren Brennstoffe im preußischen Staate, von P. W. Brix, Berlin 1853. A report to the navy departement of the United States on Americal coals etc. Philadelphia 1844. Im Auszuge in den Verhandlungen des Vereines zur Beförderung des Gewerbfleißes in Preußen, 1846. Siehe auch Formules, Tables etc., ou Aide-Memoire des Ingenieurs etc., par J. Claudel, Paris 1854. Ferner Untersuchungen über die Heizkraft der Steinkohlen Sachsens von Ernst Hartig, Leipzig 1860. Sowie: Des Machines à vapeur, par Morin und Treska, Tome I, Production de la vapeur, Paris 1863.

Drittes Capitel.

Von den Dampferzeugungsapparaten.

§. 402 **Dampfkessel.** Der Dampfkessel (franz. la chaudière à vapeur; engl. the steam boiler) ist das metallene Gefäß, in welchem das Wasser erhitzt und in Dampf verwandelt wird. Ein zweckmäßiger Dampfkessel soll in einer gegebenen Zeit eine bestimmte Dampfmenge von einer bestimmten Spannung bei möglich kleinstem Brennmaterialaufwand und der größten Sicherheit vor dem Zersprengen liefern. Um diesen Erfordernissen zu genügen, hat man zu demselben ein geeignetes Material auszuwählen, ihm bestimmte Formen und Dimensionen zu geben, ihn mit den nöthigen Hülfsvorrichtungen auszurüsten u. s. w. Als Material zu Dampfkesseln wird in der Regel starkes Eisenblech verwendet, sehr selten verbraucht man hierzu Kupferblech, und nur zu engen oder röhrenförmigen Kesseln verwendet man Gußeisen oder Messing. Die Verbindung der Bleche unter einander erfolgt durch starke, dicht neben einander stehende Nietnägel (franz. cloues rivés; engl. rivets). Dem Kupfer würde wegen seines größeren Leitungsvermögens (s. Bd. II, §. 367) der Vorzug vor dem Eisen zu geben sein, allein wegen der großen Kostspieligkeit wendet man dasselbe zu Dampfkesseln selten an.

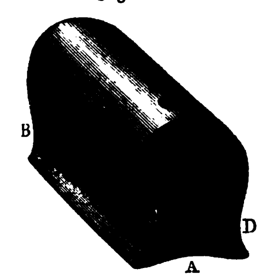
In der neueren Zeit verwendet man mit Vortheil Gußstahlblech bei der Kesselfabrikation.

Was die Form der Dampfkessel anlangt, so hat man zu berücksichtigen, daß von derselben die Haltbarkeit und das Verdampfungsvermögen zugleich abhängen. Die Haltbarkeit oder die Widerstandsfähigkeit eines Kessels fällt jedenfalls um so größer aus, je regelmäßiger und abgerundeter seine Form ist, das Verdampfungsvermögen hingegen nimmt um so mehr zu, je größer die Oberfläche des Kessels ist, je mehr also dieselbe von einer regelmäßigen und abgerundeten Form abweicht. Da diese Forderungen einer zweckmäßigen Kesselform einander widerstreiten, so hat man immer einen Mittelweg einzuschlagen, und die Form von der Dampfspannung abhängig zu machen, namentlich zur Erzeugung von stark gespannten Dämpfen mehr runde und zur Erzeugung von schwachen Dämpfen mehr eckige Kesselformen auszuwählen. Ein aus Röhren oder einzelnen Kesseln bestehender Dampferzeugungsapparat ist in beiderlei Beziehung zweckmäßig; er bietet dem Feuer eine größere Erwärmungsfläche dar und gewährt auch eine größere Sicherheit.

Dampfkesselformen. Nach den Formen lassen sich die Kessel in §. 403
folgende Classen bringen.

1. Die **Wagen-** oder **Kofferkessel** nach **Watt** (franz. chaudière à tombeau; engl. waggon-boiler), Fig. 615. Dieselben lassen sich nur bei Dampf mit kleiner Spannung (4 bis 6 Pfund Ueberdruck auf den Quadratzoll) anwenden, weil sie bei höheren Spannungen keine hinreichende Haltbarkeit besitzen. Das Feuer geht hier an der Unterfläche *A* hin und dann noch einmal an den Seiten *BC*, *CD*... um den ganzen Kessel herum, ehe es in den Schornstein tritt.

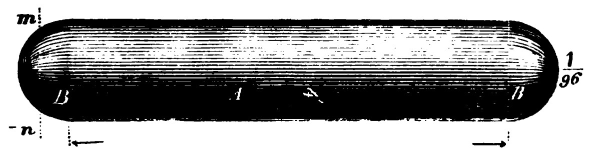
Fig. 615.



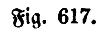
Um das Ausbiegen der concaven Boden- und concaven Seitenflächen zu verhindern, werden diese Kesseltheile innen noch durch Eisenstäbe verankert.

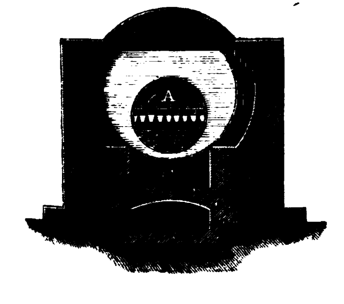
2. Die **Walzenkessel mit äußerer Feuerung**, nach **Woolf** (franz. chaudières cylindriques à foyer extérieur; engl. cylindrical-boilers with external-furnace), Fig. 616. Dieselben werden vorzüglich zur Erzeugung von Dämpfen mit hoher Spannung gebraucht. Die Endflächen dieser Kessel sind nicht eben, sondern in der Regel von Kugelsegmenten oder Halbkugeln *B*, *B* gebildet. Die Züge laufen, wie bei den Wagenkesseln, außen um die Kesselwand herum.

Fig. 616.



3. Die **Walzenkessel mit innerer Feuerung**, sogenannten **Cornwallkessel** (franz. chaudières cylindriques à foyer intérieur, engl. cylindrical-boilers with internal furnace), Fig. 617. Hier befindet sich der Feuerraum und Rost in einer Röhre *A*, die durch den ganzen Kessel hindurchgeht. Diese Kessel, welche, bei gleicher Größe eine größere Heizfläche als andere Kessel haben, sind unter dem Namen Cornwaller Kessel bekannt. Die Feuerluft geht hier, nachdem sie das Innere des Kessels durchlaufen hat, in Seitenzügen *B*, *B* noch einmal um den ganzen Kessel herum

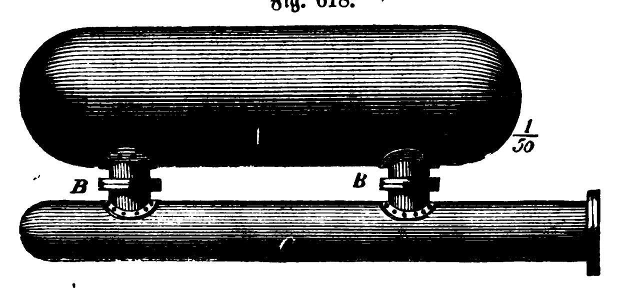

Fig. 617.



und wohl auch in einem Zuge *C* unter dem Kessel hin. Große Kessel erhalten neben einander laufende Feuerröhren. Bei den sogenannten Butterlyboilers ist der Feuerraum vor der Einmündung der durch den Hauptkessel gehenden Heizröhre.

4. Kessel mit Sieberöhren oder Siedern (franz. bouilleurs; engl. boiler-tubes), Fig. 618. Die Sieberöhre *C* liegt unter dem eigentlichen Kessel *A* (Hauptkessel) und ist mit diesem durch verticale Röhren *B,B* verbunden. Der Vortheil dieser Kessel ist einleuchtend; der Hauptkessel

Fig. 618.



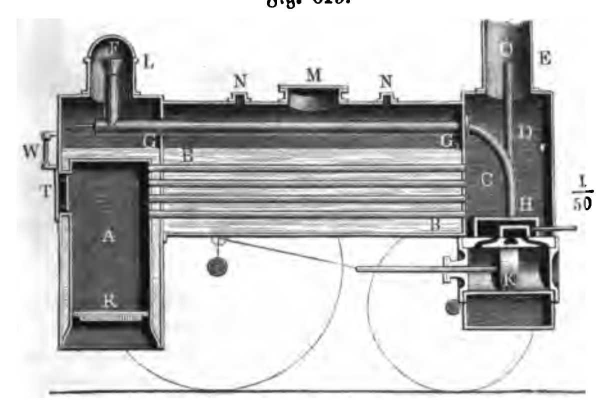
kommt hier gar nicht in das eigentliche Feuer und wird daher sehr geschont; die Sieberöhren aber können, da sie enger sind, auch schwächere Wände bekommen. Sehr zweckmäßig ist die Anwendung von zwei unter dem Hauptkessel hinlaufenden Sieberöhren.

Von den Dampfkesseln mit Sieberöhren sind die mit Vorwärmern oder Wärmeröhren (franz. tubes réchauffeurs; engl. heating-tubes) insofern verschieden, als sich bei den ersteren der Feuerherd unter den Sieberöhren, dagegen aber bei den letzteren unter dem Hauptkessel befindet, dort also die Züge von den Sieberöhren nach dem Kessel und von da in die Esse, hier aber vom Kessel aus erst nach den Wärmeröhren und dann in die Esse führen.

5. Röhrenkessel (franz. chaudières tubulaires; engl. tubular-boilers), insbesondere Dampfwagenkessel, Fig. 619. Sie werden vorzüglich dann angewendet, wenn es darauf ankommt, Raum zu ersparen und die Dampferzeugung zu beschleunigen, weshalb man sie vorzüglich bei Dampfwagen und Dampfschiffen anwendet. Bei den älteren Röhrenkesseln von J. Barlow waren die Röhren mit Wasser angefüllt und außen von der Feuerluft umgeben, bei den neueren Röhrenkesseln von Seguin werden dagegen die Röhren, sogenannte Heiz- oder Feuerröhren, durch den mit Wasser angefüllten Kessel geführt. Die Heizröhren der Dampfwagenkessel sind entweder aus Messing oder aus Schmiedeeisen, sie haben eine Weite von $1^1/_2$ bis $2^1/_2$ Zoll, eine Länge von 6 bis 12 Fuß und ihre Anzahl ist 100 bis 200 oder noch größer.

Aus der Figur ist zu sehen: *A* der Feuerraum mit dem Roste *R* und der Ofenthür *T*, *BB* der Wasserkasten mit den Rauchröhren, *CD* der Rauch-

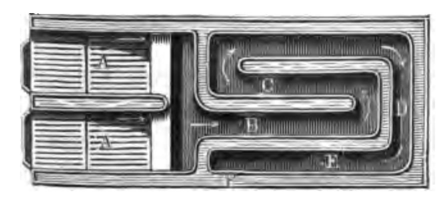
Fig. 619.



kasten und *E* die Esse. Das Uebrige findet weiter unten seine Erklärung. Bei anderen Röhrenkesseln, z. B. bei denen von Zambeaux, stehen die Heizröhren vertical.

6. Kessel mit Kammern (franz. chaud. à galeries; engl. boilers with chambres), insbesondere die mit lothrechten Kammern für Dampfschiffe, Fig. 620. Hier legt die Feuerluft innerhalb des Wasserraumes einen längeren Weg *ABCDE* zurück, ehe sie bei *F* in die Esse tritt. Jedenfalls sind diese Kessel in ökonomischer Beziehung sehr zweckmäßig, lassen sich jedoch nur bei niedrigem Dampfdrucke anwenden, da sie starke Biegungen enthalten. Diese Dampfschiffkessel sind in neueren Zeiten vielfach abgeändert und vervollkommnet worden.

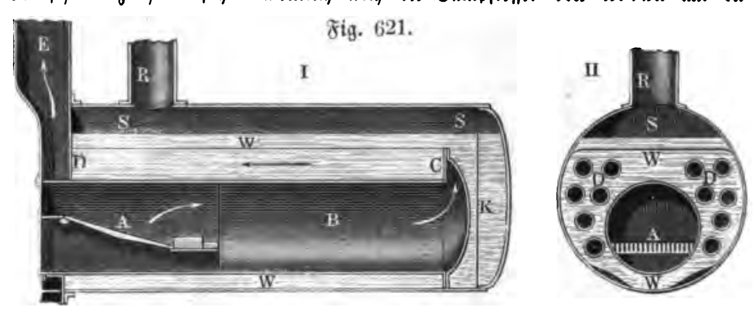
Fig. 620.



7. Zusammengesetzte Kessel mit rückströmender Flamme (franz. à retour de flamme; engl. with returning flamme). Durchschnitte eines solchen Kessels für eine Locomobile sind in Fig. 621, I. II. (a. f. S.), abgebildet. *ABS* ist ein gewöhnlicher Kessel mit innerer Feuerung *AB*, und *CD* sind 12 Heizröhren, durch welche die erhitzte Luft aus der Kammer *K* nach der Esse *E* zurückgeführt wird. Das Wasser *WKW* umgiebt die sämmtlichen Feuerröhren, und der sich im Dampfraume *SS* ansammelnde Dampf wird durch das Rohr *R* nach der Dampfkammer u. s. w. geleitet.

Anmerkung. Ueberdies giebt es noch besondere Kesselconstructionen. In Deutschland zeichnen sich namentlich noch die Dampfkessel von Alban und die

Fig. 621.



von Henschel aus. Alban's Apparat ist ein Dampfkessel mit einem Systeme von Sieberöhren, welche unmittelbar über dem Feuerraume liegen (s. Alban's Schrift „die Hochdruckdampfmaschine"). Henschel's Kessel hat eine oder mehrere schiefliegende Sieberöhren und eine darüber horizontal liegende Dampfröhre. Um die Reinigung der Heizröhren vornehmen zu können, ist es nöthig, die Röhrenkessel mit einem abnehmbaren Feuerkasten (franz. foyer amovible) und einem ablösbaren Deckel zu versehen. Solche Röhrenkessel sind für stehende Dampfmaschinen von Farcot et fils, sowie auch von Anderen construirt worden. Die Dampfkessel mit Circulation des Wassers haben bis jetzt noch keine allgemeine Anwendung gefunden. Dieselben verwandeln das stetig zufließende Wasser fast momentan in Dampf, erfordern daher auch nur einen sehr kleinen Wasserraum und haben deshalb den Vortheil der Gefahrlosigkeit und der schnellen Dampferzeugung, dagegen aber auch den Mangel einer ungleichförmigen Dampfentwickelung. Es gehören hierher die Dampfkessel von Perkins, Belleville, Boutigny u. s. w. Bei den letzteren wird das Wasser in Dampf verwandelt, während es durch die Löcher über einander gestellter Schalen fließt. S. Morin: Des Machines à vapeur, Tome I.

§. 404 **Heizfläche.** Das Dampferzeugungsvermögen eines Kessels hängt vorzüglich von der Größe der Feuer-, Heiz- oder Erwärmungsfläche (franz. surface de chauffe; engl. heating surface), d. i. von demjenigen Theil der Oberfläche des Dampfkessels ab, welcher von dem Feuer und von der erwärmten oder Feuerluft bespielt wird, bevor sie in den Schornstein tritt. Die Angaben über die Größe der Heizfläche, welche einer gegebenen Dampfmenge entspricht, sind sehr verschieden; nach den Versuchen, welche Cavé hierüber angestellt hat (s. Bataille et Jullien, Traité des machines à vapeur), sind für eiserne Dampfkessel auf jedes Quadratmeter Heizfläche stündlich 19 Kilogramme Dampfquantum zu rechnen. Nach dem preußischen Maße kommen hiernach auf 1 Quadratfuß Heizfläche 4 Pfund Dampf oder $104^{3}/_{4}$ Cubikzoll Wasser.

Sehr oft bezieht man auch die Productionskraft der Dampfkessel auf Pferdekräfte oder auf das Arbeitsvermögen des erzeugten Dampfes. Nach

Grouvelle kann man auf jede Pferdekraft rechnen: für Hochdruckdampfmaschinen mit Condensation 1 Quadratmeter = 10 Quadratfuß Erwärmungsfläche, ferner für solche ohne Condensation 1,3 Quadratmeter = 13 Quadratfuß, und für Tiefdruckmaschinen 1,4 Quadratmeter = 14 Quadratfuß. Die letzteren Angaben lassen aber noch eine große Unsicherheit zurück, da eine Maschine um so weniger Dampf erfordert, je vollkommener sie ist. Maschinen, welche auch noch den Theil der Arbeit benutzen, welchen der Dampf durch Expansion verrichten kann, erfordern deshalb eine kleinere Heizfläche, als Maschinen ohne Expansion. Uebrigens bezieht sich die obige Angabe auch nur auf feststehende Dampfmaschinen, denn bei Dampfschiffkesseln ist das Dampfquantum pr. Quadratmeter 30 bis 35 Kilogramme und bei Dampfwagenkesseln gar 100 bis 130 Kilogramme; also im ersten Falle $6^1/_2$ bis $7^1/_2$ Pfund, und im letzteren 21 bis 26 Pfund Dampf auf jeden Quadratfuß Heizfläche zu rechnen. Ebenso geben auch die Cornwaller Dampfkessel mit innerer Heizung eine ungewöhnlich große Heizfläche, indem sie nach Wicksteed's Versuchen pr. Quadratfuß nur 0,94 Pfund Dampf erzeugen. Bei dem Dampfkessel, welchen Herr Dr. Brix zu seinen Untersuchungen über die Heizkraft der wichtigsten Brennstoffe angewendet hat, war die Heizfläche ebenfalls ungewöhnlich groß, da hier, wo allerdings die Verbrennungsgase nur mit 100 bis 150 Grad Wärme in die Esse traten, 1 Quadratfuß Heizfläche nur 1,2 bis 2,6 Pfund Dampf gab.

Die Heizfläche ist natürlich nur ein Theil der ganzen Kesseloberfläche. Bei den Wagen- und Walzenkesseln ist sie ungefähr nur die Hälfte, bei denjenigen mit Siedern kann sie aber auf $^2/_3$ des Inhaltes sämmtlicher Oberflächen steigen.

Es ist endlich leicht zu ermessen, daß das Productionsvermögen eines Dampfkessels auch noch von der Dicke und von der Beschaffenheit der Kesselwände, sowie von der Lage derselben gegen den Feuerstrom abhängt, und daß dasselbe durch die Temperaturdifferenz zwischen dem Kessel und Feuerherde bedingt ist. Da die Wärmeleitungsfähigkeit des Kupfers (s. §. 367) $2^1/_2$mal so groß ist, als die des Eisens, so eignet sich dieses Metall ganz besonders zu Dampfkesseln, um so mehr, da es in Folge seiner gleichförmigen Textur mehr Sicherheit gewährt; und es ist daher nur der hohe Preis des Kupfers die Ursache, daß statt desselben gewöhnlich Eisenblech zu Dampfkesseln verwendet wird.

Rasche Verbrennung erzeugt ein intensiveres Feuer und giebt daher auch ein großes Verdampfungsvermögen, wie z. B. bei den Dampfwagenkesseln, wo ein künstlicher Luftzug angewendet wird.

Man unterscheidet noch die directe und die indirecte Heizfläche. Jene ist derjenige Theil der Kesselfläche, welcher sich unmittelbar über dem Feuerherde befindet und daher von der Flamme bespielt wird; der übrige,

weit größere Theil der Heizfläche ist die indirecte Heizfläche. Die directe Heizfläche empfängt die Wärme vorzüglich durch Ausstrahlung, die indirecte hingegen lediglich durch Leitung (s. §. 367). Bei gleicher Fläche und unter übrigens gleichen Umständen ist die Wärmemenge, welche die directe Heizfläche aufnimmt, ungefähr 4- bis 5mal so groß als die von der indirecten Heizfläche aufgenommene Wärmemenge. Nach Fairbairn (siehe dessen Useful information for engineers) ist bei guten Kesselanlagen die directe Heizfläche $^1/_{11}$ der ganzen Heizfläche. Bei den Cornwaller Dampfkesseln ist jedoch dieses Verhältniß nur $^1/_{25}$, und dagegen bei Kesseln auf Dampfschiffen $^1/_8$ bis $^1/_6$.

§. 405 **Wasser- und Dampfraum.** Die Größe eines Dampfkessels wird vorzüglich durch die von dem zu erzeugenden Dampfquantum abhängige Größe der Erwärmungsfläche bedingt, nächstdem hat aber auch das Verhältniß zwischen dem Dampf- und dem Wasserraume desselben einen Einfluß auf die Kesselgröße. Was den Wasserraum eines Dampfkessels anlangt, so muß dieser mindestens denjenigen Theil der Kesselfläche von innen bedecken, der von außen von der erhitzten Luft in den Zügen bespielt wird, weil außerdem das Glühen und in Folge dessen das Zerspringen des Kessels eintreten könnte. Der Sicherheit wegen läßt man in der Regel die Oberfläche des Wassers im Kessel 4 Zoll hoch über den Heizcanälen stehen. Es darf aber auch der Wasserraum in dem Kessel deshalb nicht sehr klein sein, damit kleine Unregelmäßigkeiten in der Zuführung des Speisewassers (franz. eau d'alimentation; engl. feed water) keine großen Veränderungen in der Temperatur und in dem Stande des Kesselwassers hervorbringen.

Auf der anderen Seite ist es aber auch nöthig, daß der Dampfraum keinen zu kleinen Theil des Kessels einnehme, damit kein Wasser vom Dampfe mechanisch mit fortgerissen werde und keine große Schwankungen in der Dampfspannung eintreten. In der Regel macht man den Dampfraum mindestens 12mal so groß, als das pr. Spiel aus demselben abgeführte Dampfvolumen. Nach Zusammenstellungen des Artizan-Club (s. dessen Treatise on the Steam Engine) ist auf jede nominelle Pferdekraft einer Dampfmaschine zu setzen im Mittel: der Wasserraum = 5 engl. (= 4,85 preuß.), und der Dampfraum = 3,2 engl. (= 2,93 preuß.) Cubikfuß; also das Verhältniß des letzteren zum ganzen Fassungsraume des Kessels, $= \frac{3,2}{8,2}$, oder ungefähr 0,4.

Nach Tredgold hat man den Dampfraum so groß zu machen, daß die Veränderlichkeit in der Dampfspannung, welche aus dem ungleichmäßigen Verbrauche des Dampfes entspringt, nicht größer als $^1/_{30}$ ausfällt. Halten wir dieses Verhältniß fest, so können wir folgende Beziehung ableiten. Es

sei V der Dampfraum, C der mit gesättigtem Dampf auszufüllende Cylinderraum, und μ das Verhältniß der Abflußzeit zur Zeit eines ganzen Spieles, also $1 - \mu$ das Verhältniß der Sperrzeit zur Spielzeit. Dann läßt sich die während der Absperrung angesammelte Dampfmenge setzen:

$$V_1 = (1 - \mu)\, C,$$

und legt man $V_1 = \frac{1}{30}\, V$ zu Grunde, so erhält man endlich die Bedingung:

$$V = 30\,(1 - \mu)\, C.$$

Man hat also hiernach den Dampfraum um so größer zu machen, je größer das pr. Spiel verbrauchte Dampfquantum ist und je länger die Unterbrechung des Dampfabflusses dauert. Diese Formel ist übrigens nur auf einfachwirkende und Expansionsmaschinen, wo $\mu = \frac{1}{2}$ oder weniger beträgt, anwendbar, nicht aber auf doppeltwirkende Maschinen mit Kurbelmechanismus, wenn dieselben ohne Expansion arbeiten. Für diese Maschinen hat man, der Theorie des Krummzapfens zufolge,

$$V = 30\; V_1 = 30 \,.\, 0{,}2105\; C = 6{,}3\; C$$

zu setzen.

Grösse der Dampfkessel. Mit Zugrundelegung des Vorhergehenden lassen sich nun leicht die Dimensionen der Dampfkessel berechnen, namentlich wenn man sich mit Näherungswerthen begnügt und noch die Dimensionsverhältnisse giebt. §. 406

1. Für einen Wagen- oder Kofferkessel führt man die Rechnung auf folgende Weise. Es sei die Länge eines solchen Kessels $= l$, die mittlere Breite desselben $= b$ und die mittlere Höhe $= h$. Behandeln wir ihn als Parallelepiped, so haben wir für seinen Fassungsraum $= bhl$, und nehmen wir den Dampfraum $= 0{,}4$ des Fassungsraumes, so bekommen wir den Wasserraum $= 0{,}6\, bhl$, und dessen mittlere Höhe $= 0{,}6\, h$. Setzen wir nun voraus, daß die Heizfläche F den ganz unteren Theil der Kesselfläche bis zur Höhe $0{,}6\, h$ einnehme, so können wir setzen:

$$F = \text{Grundfläche } bl + \text{vier Seitenflächen } 2\, b \,.\, 0{,}6\, h + 2\, l \,.\, 0{,}6\, h$$
$$= bl + 1{,}2\, (b + l)\, h.$$

Nun ist aber gewöhnlich $b = \frac{3}{4}\, h$ und $l = \frac{5}{2}\, h$ bis $3\, h$; behalten wir daher das erstere Verhältniß bei, so folgt:

$$F = \frac{15}{8}\, h^2 + 1{,}2 \,.\, \frac{13}{4}\, h^2 = 5{,}775\, h^2,$$

daher die mittlere Kesselhöhe:

$$h = \sqrt{\frac{F}{5{,}775}} = 0{,}416\, \sqrt{F},$$

die mittlere Kesselbreite:

$$b = 0{,}312\sqrt{F},$$

und die Kessellänge:

$$l = 1{,}040\sqrt{F}.$$

Da der Wasserspiegel im Kessel noch einige Zoll über den Feuercanälen stehen muß und durch die Auflagerung des Kessels noch ein Theil der Heizfläche verloren geht, so hat man allen diesen Dimensionen noch etwas zuzusetzen, oder nach Befinden den Dampfraum kleiner als 0,4 des Fassungsraumes zu nehmen.

2. Bei dem **Walzenkessel ohne Sieberöhren** und mit äußerer Feuerung führt sich die Rechnung auf folgende Weise. Setzen wir wieder den Dampfraum = 0,4 des ganzen Fassungsraumes, so können wir nach der Kreissegmententafel (s. „Ingenieur", S. 218) den Centriwinkel, welcher dem Dampfraume entspricht, = 161° 51′, und daher den Centriwinkel, welcher dem Wasserraume oder der Feuerfläche entspricht, = 360° — 161° 51′ = 198° 9′ setzen. Nun ist aber der hierzu gehörige Bogen für den Halbmesser 1, = 3,458; daher folgt der cylindrische Theil der Erwärmungsfläche, wenn r den Halbmesser und l die Länge desselben bezeichnet,

$$F_1 = 3{,}458\,rl.$$

Was noch den die Kugelsegmente des Kessels einnehmenden Theil der Erwärmungsfläche anlangt, so können wir denselben

$$F_2 = 2\,.\,0{,}6\,.\,\pi r^2\left[1 + \left(\frac{h}{r}\right)^2\right]$$

setzen, wenn h die Höhe von jedem dieser Segmente bezeichnet, und es ist diesemnach die Erwärmungsfläche:

$$F = F_1 + F_2 = 3{,}458\,rl + 1{,}2\,\pi r^2\left[1 + \left(\frac{h}{r}\right)^2\right].$$

Gewöhnlich hat man aber $l = 8\,r$ bis $12\,r$; nehmen wir aber $l = 10$ an, so bekommen wir:

$$F = 34{,}58\,r^2 + 3{,}80\,r^2\left[1 + \left(\frac{h}{r}\right)^2\right] = 38{,}35\,r^2\left[1 + 0{,}1\left(\frac{h}{r}\right)^2\right],$$

daher den **Kesselhalbmesser**:

$$r = \sqrt{\frac{F}{38{,}35\left[1 + 0{,}1\left(\frac{h}{r}\right)^2\right]}},$$

oder einfacher:

$$r = 0{,}1615\left[1 - 0{,}05\left(\frac{h}{r}\right)^2\right]\sqrt{F}.$$

Für Kessel mit ebenen Endflächen ist $\frac{h}{r} = 0$ und für die Kessel mit

halbkugelförmigen Endflächen $\frac{h}{r} = 1$. Aus oben angegebenen Gründen hat man aber den so berechneten Dimensionen r und l etwas zuzusetzen, oder einen kleineren Dampfraum anzuwenden.

3. Für einen Walzenkessel mit Sieberöhren hat man, da hier in der Regel die letzteren ganz und der erstere halb mit Feuerluft bespielt werden:

$$F = \pi r l + 2 n \pi r_1 l_1,$$

wo r und l den Halbmesser und die Länge des eigentlichen Kessels, ferner r_1 und l_1 den Halbmesser und die Länge der Sieberöhren, und n die Anzahl der letzteren ausdrückt. Gewöhnlich ist

$n = 2$, $r_1 = 0{,}4\, r$ und $l = l_1 = 10\, r$; daher $F = 26\, \pi r^2$, also:

$$r = \sqrt{\frac{F}{26\,\pi}} = 0{,}1106 \sqrt{F} \quad \text{und} \quad r_1 = 0{,}04424 \sqrt{F}.$$

In diesem Falle ist aber der Dampfraum = 0,38 des ganzen Fassungsraumes.

Wegen der unvollkommenen Mittheilung der Wärme von oben nach unten bringt man bei den Sieberöhren auch wohl nur $^2/_3$ bis $^5/_6$ ihrer Oberfläche als Heizfläche in Rechnung.

4. Bei Kesseln mit innerer Heizung ist die ganze innere Fläche als Heizfläche anzusehen.

Beispiel. Man soll die Dimensionen für einen Dampfkessel berechnen, welcher stündlich 520 Pfund Wasser in Dampf verwandelt. Rechnen wir auf jeden Quadratfuß Heizfläche stündlich 4 Pfund Dampf, so erhalten wir hiernach die nöthige Heizfläche:

$$F = \frac{520}{4} = 130 \text{ Quadratfuß}.$$

Für einen Kofferkessel hat man nun die mittlere Höhe desselben $0{,}416 \sqrt{130} = 4{,}74$ Fuß, die mittlere Breite $^3/_4 . 4{,}74 = 3{,}56$ Fuß, und die Länge $= {}^5/_2 . 4{,}74 = 11{,}85$ Fuß. Für einen Walzenkessel aber, wenn man den Segmenten die Höhe $h = {}^1/_2\, r$ giebt, den Halbmesser

$$r = 0{,}152 (1 - 0{,}0125) \sqrt{130} = 0{,}150 . 11{,}4 = 1{,}71 \text{ Fuß},$$

also die Kesselweite = 3,42 Fuß und die Länge des Mittelstückes = 17,1 Fuß, die ganze Kessellänge aber 17,1 + 1,71 = 18,81 Fuß.

Für einen Walzenkessel mit zwei Sieberöhren ist dagegen der Halbmesser $r = 0{,}1106 \sqrt{130} = 1{,}26$ Fuß, also die Weite = 2,52 Fuß, und dagegen die Weite einer Sieberöhre = 0,4 . 2,52 = 1,008 Fuß, folglich die Länge der Hauptröhre und die der Sieberöhren = 12,6 Fuß. Wegen der Auflagerung und wegen des Spielraumes des Wasserspiegels sind diese Dimensionen noch etwas zu vergrößern.

§. 407 **Kesselwandstärke.** Ein sehr wichtiges Verhältniß bei Dampfkesseln ist die Stärke oder Dicke der Kesselwand. Wir haben schon in Band I, §. 363, die Beziehung zwischen Röhrenstärke e, Röhrenweite $2r$ und Druck p kennen gelernt und können nun die dort gefundene Formel

$$e = \frac{rp}{T}$$

auch hier auf Dampfkessel oder Dampfröhren anwenden. Hierbei führt man gewöhnlich statt r den Durchmesser $d = 2r$, statt p aber den Ueberdruck von innen nach außen in Atmosphären und für T den Tragmodul des Kesselbleches ein, und fügt auch noch ein Glied e_1 hinzu, wodurch die Stärke ausgedrückt wird, welche die Kesselwand haben muß, damit der Kessel der Wirkung seines eigenen Gewichtes und des Wassers in demselben widerstehe. Nach den neuesten Versuchen von Fairbairn (s. „Civilingenieur" Bd. 4) fällt der Festigkeitsmodul des Schmiedeeisens erst bei der Rothglühhitze ansehnlich kleiner aus, als bei den gewöhnlichen Temperaturen (vergl. auch §. 359), und es ist daher bei Dampfkesseln für T der bei gewöhnlichen Temperaturen bestimmte Tragmodul einzusetzen.

In Frankreich ist die gesetzlich bestimmte Kesselwanddicke:

$$e = 1{,}8\,pd + 3 \text{ Millimeter},$$

wo d in Metern gegeben sein muß. Das preußische Dampfkesselgesetz hingegen schreibt vor:

$$e = (2{,}71828^{0{,}003p} - 1)\,r + 0{,}1 \text{ Zoll},$$

oder annähernd und für die gewöhnlich vorkommenden Fälle hinreichend genau,

$$e = 0{,}0015\,pd + 0{,}1 \text{ Zoll},$$

wo d in Zollen auszudrücken ist. Denjenigen Theilen des Kessels, welche unmittelbar mit dem Feuer in Berührung kommen, giebt man oft eine größere Dicke.

Gußeiserne Sieberöhren sollen nach französischen Vorschriften fünfmal so dick sein, als schmiedeeiserne oder kupferne, nach preußischen Vorschriften ist aber die Dicke dieser Röhren nach der Formel

$$e = (2{,}71828^{0{,}01p} - 1)\,r + \tfrac{1}{3} \text{ Zoll},$$

oder annähernd nach dem Ausdrucke:

$$e = 0{,}005\,pd + \tfrac{1}{3} \text{ Zoll}$$

zu bestimmen.

Um die Mittheilung der Wärme durch die Kesselwand zu erleichtern und um eine sehr große Ungleichheit in der Spannung des Kesselbleches zu vermeiden, steigt man mit der Kesselstärke nicht gern auf $^1/_2$ Zoll, und wendet deshalb lieber engere und längere oder zwei oder mehrere Kessel statt einen

an. Nach dem französischen Dampfkesselgesetze soll die Kesseldicke nie $1^1/_2$ Centimeter = 7 Linien übersteigen.

Die Dampfkessel müssen vor ihrem Gebrauche einer hydrostatischen Probe unterworfen werden. Nach preußischen Gesetzen wird ein Dampfkessel bei dem Anderthalb-, dagegen nach französischen Vorschriften bei dem Dreifachen des Druckes geprüft, welchem er beim Gebrauche ausgesetzt ist.

Die aus Band I, §. 363 entnommene Formel §. 408

$$e = \frac{pr}{T}$$

für die Wandstärke eines Dampfkessels läßt sich, wenn man den Querschnitt desselben als ein regelmäßiges Polygon $ABDE\ldots$, Fig. 622, ansieht, wie folgt entwickeln. Nehmen wir an, daß in jeder Kante der prismatischen Kesselwand eine Kraft P radial auswärts wirke. Zerlegen wir nun diese Kraft nach den Richtungen der benachbarten Seiten BA und BD, und bezeichnen wir die diesen Seiten gegenüberliegenden Centriwinkel $BCA = BCD$ durch α, so erhalten wir die Spannung einer Kesselwand:

Fig. 622.

$$S = \frac{P}{2\,sin.\frac{\alpha}{2}},$$

oder, wenn die Anzahl der Seiten sehr groß, also α sehr klein ist,

$$S = \frac{P}{\alpha}.$$

Bezeichnet p den Ueberschuß des inneren Luft-, Dampf- oder Wasserdruckes auf jeden Quadratzoll über dem äußeren Luftdruck, ferner l die Länge des Kessels und s eine Polygonseite $\overline{AB} = \overline{BD}$, so hat man:

$$P = lsp.$$

Nun ist aber

$$s = 2\,r\,sin.\frac{\alpha}{2},$$

wobei r den Kesselhalbmesser $\overline{CA} = \overline{CB}$ bezeichnet, daher hat man auch:

$$P = 2\,rl\,sin.\frac{\alpha}{2}\,p$$

und

$$S = rlp.$$

Diese Spannung hat der Querschnitt le der Kesselwand auszuhalten, folglich ist die dem Tragmodul T gleichzusetzende Spannung pr. Quadratzoll:

$$T = \frac{S}{le} = \frac{rlp}{le} = \frac{rp}{e},$$

und daher umgekehrt, die erforderliche Wandstärke:

$$e = \frac{rp}{T}.$$

In dieser Formel bezeichnet r eigentlich den mittleren Kesselhalbmesser; verstehen wir aber unter r den inneren Kesselhalbmesser, so müssen wir hiernach statt r, $r + \frac{e}{2} = r\left(1 + \frac{e}{2r}\right)$ einführen und folglich

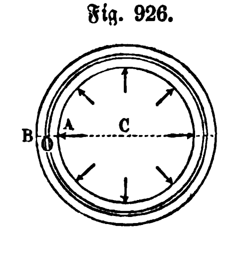
$$e = \frac{pr}{T}\left(1 + \frac{e}{2r}\right) = \frac{pr}{T}\left(1 + \frac{p}{2T}\right)$$

setzen.

(§. 409) **Dicke Kesselwände.** Jedenfalls gilt die Formel $e = \frac{pr}{T}$ nur für Blechkessel, wo $\frac{e}{r}$ nur eine kleine Zahl ist. Setzt man aber größere Blechdicken voraus, so ist diese Formel nicht mehr ausreichend.

Nimmt man an, daß sich die Blechdicke $\overline{AB} = e$, Fig. 623, bei der Ausdehnung der Kesselwand in Folge des inneren Druckes p pr. Flächeneinheit, nicht ändere, so sind wir auch genöthigt, anzunehmen, daß sich hierbei sämmtliche concentrische Schalen, in welche wir die Kesselwand zerlegen können, gleichviel erweitern und folglich auch gleichviel ausdehnen. Ist nun λ diese Ausdehnung und x der Halbmesser $\overline{CO}$ einer solchen Kesselschale, sowie ∂x die Dicke derselben, so hat man nach der bekannten Elasticitätsformel (s. Bd. I, §. 204) die Spannung dieser Schale:

Fig. 926.



$$\partial S = \frac{\lambda}{2\pi x} l \partial x . E = \frac{\lambda l E}{2\pi} \cdot \frac{\partial x}{x},$$

und folglich die Spannung der ganzen Kesselwand, nach Art. 22 der analyt. Hülfslehren:

$$S = \frac{\lambda l E}{2\pi} \int \frac{\partial x}{x} = \frac{\lambda l E}{2\pi} Ln. \left(\frac{x}{r}\right).$$

Da sich die innerste Kesselschale vom Halbmesser $CA = r$ verhältnißmäßig am meisten ausdehnt und folglich auch am stärksten gespannt wird, so hat man auch die Spannung derselben pr. Flächeneinheit dem Tragmodul, also

$$\frac{\lambda}{2\pi r} E = T$$

zu setzen, so daß nun

$$S = lr\,T\,Ln\left(\frac{x}{r}\right),$$

oder, da $S = rlp$ ist,

$$p = T\,Ln\left(\frac{x}{r}\right),$$

sowie umgekehrt,

$$\frac{x}{r} = (2{,}718\ldots)^{\frac{p}{T}}$$ (s. analyt. Hülfslehren, Art. 20)

zu setzen ist.

Jedenfalls ist endlich für x der äußere Kesselhalbmesser $\overline{CB} = r + e$ einzusetzen, so daß

$$\frac{r+e}{r} = (2{,}718\ldots)^{\frac{p}{T}},$$

und daher die Kesseldicke

$$e = r\left((2{,}718\ldots)^{\frac{p}{T}} - 1\right),$$

annähernd

$$= r\left[\frac{p}{T} + \frac{1}{2}\left(\frac{p}{T}\right)^2\right] = \frac{rp}{T}\left(1 + \frac{p}{2\,T}\right)$$

folgt.

Lamé (siehe dessen Traité de l'Elasticité) und Rankine (siehe dessen Manual of applied Mechanics) finden auf einem ganz anderen Wege

$$e = r\left(\sqrt{\frac{T+p}{T-p}} - 1\right),$$

wonach, wenn T viel größer als p ist,

$$\frac{T+p}{T-p} = 1 + \frac{2p}{T} + 2\left(\frac{p}{T}\right)^2, \text{ sowie } \sqrt{\frac{T+p}{T-p}} = 1 + \frac{p}{T} + \frac{1}{2}\left(\frac{p}{T}\right)^2$$

ausfällt, und daher ebenfalls

$$e = \frac{rp}{T}\left(1 + \frac{p}{2\,T}\right)$$ zu setzen ist.

Der Abhandlung über die Festigkeit der Röhren von E. Winkler im Civilingenieur Bd. 6 zufolge ist annähernd zu setzen, 1) für offene Röhren:

$$e = \frac{rp}{T}\left(1 + \frac{5}{6}\,\frac{p}{T}\right),$$

dagegen für Röhren, welche an den Enden verschlossen sind:

$$e = \frac{7}{8}\,\frac{rp}{T}\left(1 + \frac{91}{112}\,\frac{p}{T}\right).$$

Nach der Festigkeitslehre von D. F. Grashof, Berlin 1866, ist dagegen annähernd

$$e = \frac{rp}{T}\left(1 + {}^3/_2\,\frac{p}{T}\right) \text{ anzunehmen.}$$

§. 410 **Endflächen der Dampfkessel.** Die cylindrischen Dampfkessel werden an den Enden durch Halbkugeln oder durch Segmente einer Kugel oder eines Sphäroides begrenzt, und es entsteht daher noch die Frage, welche Stärken diesen Theilen der Kesselwand zu geben sind. Denken wir uns den Kessel in Form eines Polyeders und nehmen wir an, daß derselbe von ebenen dreiseitigen Flächen begrenzt sei, welche in vierkantigen Ecken wie E, Fig. 624, zusammenstoßen. Denken wir uns ferner dieses Eck über einer rectangulären Basis $ABCD$ stehend, dessen Seite $AB = CD = s_1$ und Seite $AD = BC = s_2$ sei, und bezeichnen wir wieder den Druck auf die Flächeneinheit durch p, so erhalten wir den Druck auf das ganze Eck:

Fig. 624.

$$P = s_1 s_2 p.$$

Diese Kraft läßt sich in zwei Theile P_1 und P_2 zerlegen, wovon der eine den Spannungen S_1, S_1 der Flächen ADE und BCE, und der andere den Spannungen S_2, S_2 der Flächen ABE und CDE das Gleichgewicht hält; es ist daher:

$$P_1 = \alpha_1 S_1 \text{ und } P_2 = \alpha_2 S_2,$$

wenn α_1 und α_2 die den Winkeln α_1^0 und α_2^0 entsprechenden Bögen bezeichnen, welche die Neigungen der Flächen ADE und BCE, sowie ABE und CDE, d. i. die Winkel GEK und FEH zwischen den Höhenlinien dieser Flächen zu zwei Rechtwinkeln ergänzen.

Es ist also

$$P = P_1 + P_2, \text{ d. i. } s_1 s_2 p = \alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2.$$

Bezeichnen wir ferner die Halbmesser der durch G, E und K und durch F, E und H zu legenden Kreise durch r_1 und r_2, so haben wir:

$$\alpha_1 = \frac{s_1}{r_1} \text{ und } \alpha_2 = \frac{s_2}{r_2},$$

daher auch:

$$s_1 s_2 p = \frac{s_1 S_1}{r_1} + \frac{s_2 S_2}{r_2}.$$

Ist noch S die Spannung der Flächeneinheit, so kann man folglich die Spannung S_1, welche bei der Wanddicke e_1 der Breite $\overline{BC} = \overline{AD} = s_2$ entspricht, $= e_1 s_2 S$, und die Spannung S_2, welche der Breite $\overline{AB} = \overline{CD}$ zukommt, $= e_1 s_1 S$ setzen, und man erhält daher:

$$s_1 s_2 p = \frac{e_1 s_1 s_2 S}{r_1} + \frac{e_1 s_1 s_2 S}{r_2},$$

d. i.:

$$p = e_1 S \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right),$$

oder, wenn man für S den Tragmodul T einsetzt:

$$p = e_1 T \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right),$$

und es ist daher die gesuchte Wanddicke:

$$e_1 = \frac{p}{T\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)}.$$

Diese Formel läßt sich auf jede Kesselform anwenden, wenn man nur für r_1 den größten und für r_2 den kleinsten Krümmungshalbmesser von demjenigen Theile der Kesselwand einsetzt, dessen Stärke (e_1) diese Formel angiebt.

Wenden wir diese Formel auf die Endflächen eines cylindrischen Kessels an, und setzen wir hierbei voraus, daß dieselben durch Sphäroide von der Höhe h gebildet werden, so haben wir für die Stärke einer solchen Endfläche, da hier jeder der Krümmungshalbmesser (nach „Ingenieur" S. 238) $= \frac{r^2}{h}$ ist,

$$e_1 = \frac{p}{T\left(\frac{h}{r^2} + \frac{h}{r^2}\right)} = \frac{p r^2}{2 T h} = \frac{r}{2h} \cdot \frac{p r}{T}.$$

Für halbkugelförmige Endflächen ist $h = r$, daher $e_1 = {}^1/_2 e$ (vergl. Bd. I, §. 363); wäre hingegen die Blechstärke für die Endsegmente dieselbe wie für den cylindrischen Mittelkörper, hätte man also $e_1 = e$, so würde die Höhe $h = \frac{r}{2}$, d. i. der Hälfte von dem Halbmesser des Kessels genommen werden können. Es ist hiermit eine Abhandlung von Lamé in den Comptes rendus de l'Académie des Sciences, T. 30, oder das Polytechn. Centralblatt, Jahrgang 1850, Nro. 19 zu vergleichen.

Beispiele. 1. Man will zur Erzeugung von Dämpfen von 4 Atmosphären Spannung einen halbkugelförmig auslaufenden Walzenkessel von 4 Fuß Weite und 22 Fuß Länge construiren, und fragt nun nach dessen Wandstärke. Die Formel $e = 0{,}0015\,pd + 0{,}1$ Zoll giebt, wenn man $p = 4 - 1 = 3$ und $d = 4 . 12 = 48$ Zoll einsetzt, die gesuchte Kesselstärke

$$e = 0{,}0015 . 3 . 48 + 0{,}1 = 0{,}316 \text{ Zoll}.$$

Nach dem Obigen könnten die hemisphärischen Enden nur halb so dick sein, als der cylindrische Theil der Kesselwand, allein wegen der leichteren Herstellung

und wegen der Schwächung durch das stärkere Biegen ändert man an diesen Stellen die Blechstärken gewöhnlich nicht.

2. Welche Wandstärke soll man einem Kofferkessel von 6 Fuß Höhe, $4\frac{1}{2}$ Fuß Weite und 18 Fuß Länge ertheilen? Hier hat man statt d die größte Weite einzuführen, welche 7 Fuß oder 84 Zoll betragen kann. Nimmt man nun den Ueberschuß des inneren Druckes über den äußeren, $\frac{1}{4}$ Atmosphäre an, so erhält man die gesuchte Kesselstärke:

$$e = 0{,}0015 \,.\, \tfrac{1}{4} \,.\, 84 + 0{,}1 = 0{,}1315 \text{ Zoll.}$$

§. 411 **Feuerröhren.** Es ist nun noch die Frage zu beantworten, welche Stärken erfordern die durch den Kessel gehenden und durch den Dampf von außen nach innen gedrückten Feuer- oder Rauchröhren? Um diese Frage zu beantworten, denken wir uns vorerst einen Kessel mit polygonalem Querschnitte AEG, Fig. 625, und nehmen nun an, daß in jedem der Ecke A, B, D ... eine Kraft P von außen nach innen wirke. Zerlegen wir nun dieselbe nach den Richtungen der benachbarten Seiten, so bekommen wir, wie oben, §. 408, die Compressionskraft in jeder Seite:

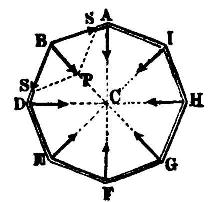


Fig. 625.

$$S = \frac{P}{2 \sin \frac{\alpha}{2}},$$

oder, wenn wir den Centriwinkel $\alpha^0 = ACB = BCD$ ... klein annehmen:

$$S = \frac{P}{\alpha}.$$

Nun ist aber der Druck P in jeder Ecke oder vielmehr in jeder Seitenkante, $= \alpha r l p$ zu setzen, deshalb folgt denn $S = r l p$. Je zwei der Kräfte S, S ... drücken das zwischen befindliche Kesselstück zusammen, es ist daher:

$$S = e l T, \quad \text{oder} \quad r l p = e l T,$$

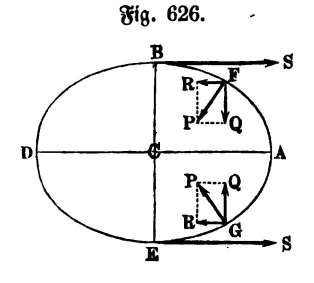
und die gesuchte Kesseldicke:

$$e = \frac{r p}{T}.$$

Da der Festigkeitsmodul des Schmiedeeisens gegen das Zerreißen beinahe doppelt so groß ist als der gegen das Zerdrücken (s. Band I, Tab. §. 212), so folgt hiernach, daß bei gleichem Drucke und gleicher Größe ein von außen gedrückter Kessel eine doppelt so dicke Wand erhalten muß, als ein von innen gedrückter Kessel. Dies bleibt richtig, so lange die Kessel vollkommen rund sind, aber vielfachen Beobachtungen zufolge (s. Traité des machines à vapeur, par Bataille u. s. w.) werden von außen gedrückte Röhren sehr leicht platt gedrückt, wenn sie unrund sind, deshalb ist es erforderlich, solchen Röhren von außen die genaue Kreiscylinderform zu geben.

Um nun die Erscheinung des Plattdrückens dieser Röhren zu ergründen, denken wir uns gleich einen Kessel mit elliptischem Querschnitte $ABDE$, Fig. 626, und bestimmen die Kraftmomente eines Quadranten AB von demselben. Die sämmtlichen Drücke, welche rund herum auf diese Ellipse wirken, lassen sich zunächst nach zwei Richtungen zerlegen. Ist die große Halbaxe $\overline{CA} = a$, die kleine Halbaxe $\overline{CB} = b$, sowie Länge des Kessels $= l$ und der Druck auf den Quadratzoll $= p$, so hat man aus bekannten hydrostatischen Gründen (s. Bd. I, §. 360) die Kraft auf AB, in der Richtung von BC, $= alp$ und die in der Richtung von AC, $= blp$. Ebenso groß sind der Kräfte auf die übrigen drei Quadranten; denken wir uns daher A als Stützpunkt, so haben wir auf AB folgende Hebelkräfte als wirksam zu betrachten. Erstens die Kraft $S = blp$ am Hebelarme $\overline{CB} = b$ vom Drucke auf BD herrührend, zweitens die Summe alp der Kräfte $Q \ldots$, welche in die Richtung BC, und drittens die Summe blp der Kräfte $R \ldots$, welche in der Richtung AC und AB wirken. Die erste Kräftesumme besteht aus den Componenten $\frac{al}{n}p, \frac{al}{n}p \cdots \frac{al}{n}p$ mit den Hebelarmen $\frac{a}{n}, \frac{2a}{n} \cdots \frac{na}{n}$, und hat daher das Moment:

Fig. 626.



$$\frac{al}{n}p\left(\frac{a}{n} + \frac{2a}{n} + \cdots + \frac{na}{n}\right) = \frac{a^2lp}{n^2}(1 + 2 + 3 + \cdots + n),$$

oder, da die Anzahl der Componenten unendlich groß zu nehmen ist, das Moment $\frac{a^2lp}{n^2} \cdot \frac{n^2}{2} = {}^1/_2\, a^2 lp$, und aus ähnlichen Gründen hat die zweite Kräftesumme das Moment ${}^1/_2\, b^2lp$. Nun wirkt aber das Moment b^2lp von S den letzten beiden Momenten entgegen, es ist daher das Brechungsmoment von AB:

$$M = \frac{a^2lp}{2} + \frac{b^2lp}{2} - b^2lp = \frac{(a^2 - b^2)\,lp}{2}.$$

Wenn nun noch e die Dicke der Kesselwand bezeichnet, so hat man, damit die letztere dem Abbrechen in A hinreichend widerstehe, zu setzen:

$$le^2T = {}^1/_2\,(a^2 - b^2)\,lp,$$

und daher:

$$e = \sqrt{\left(\frac{a^2 - b^2}{2T}\right)p}.$$

Ist der Querschnitt der Kesselwand genau kreisförmig, so fällt $b = a$, daher $e =$ Null aus; dann tritt folglich ein Zerbrechen nicht ein.

Wird derselbe Kessel von innen nach außen gedrückt, so stellt sich zwar das Biegungs- oder Brechungsmoment und also auch die nöthige Kesselstärke ebenso groß heraus, allein es findet doch insofern ein wesentlicher Unterschied zwischen beiden Fällen Statt, als ein Druck von außen den Kessel noch mehr deformirt, ein Druck von innen aber denselben mehr der richtigen Cylinderform nahe bringt. Ist nun durch das Zusammensetzen der Röhre schon eine gewisse Spannung in das Blech gekommen, so wird diese durch den Außendruck noch erhöht und dagegen durch den Innendruck vermindert, im ersten Falle also dem Zerspringen näher und im zweiten Falle von demselben entfernter geführt.

Nach vorläufigen Mittheilungen über die Versuche, welche Fairbairn in der neuesten Zeit angestellt hat, ist die nöthige Wanddicke der Röhren, welche von außen gedrückt werden, auch noch von der Länge l dieser Röhren abhängig, und annähernd $e = \mu \sqrt{p d l}$ anzunehmen, wo μ eine vom Tragmodul T abhängige Erfahrungszahl bezeichnet (s. „Civilingenieur", Band 4, Seite 53).

Nach Rankine ist $p = 659720 \frac{e^2}{l d}$ Atmosphären zu setzen, wonach $e = 0{,}0012312 \sqrt{p l d}$ Zoll folgt.

Herr Professor Grashof leitet aus diesen Versuchen folgende empirische Formel $p = 71917 \frac{e^{2{,}081}}{l^{0{,}564}\, d^{0{,}889}}$ Atmosphären ab, in welcher d die Röhrenweite, l die Röhrenlänge und e die Dicke der Röhrenwand, in Zollen ausgedrückt, bezeichnet.

In Frankreich macht man die dem äußeren Drucke ausgesetzten Röhren noch einmal so dick, als die inneren Druck auszuhaltenden Röhren, unter übrigens gleichen Verhältnissen. Nach den Vorschriften in Preußen hingegen ist den Rauchröhren von Eisenblech die Dicke

$$e = 0{,}0067\, d \sqrt[3]{p} + 0{,}05 \text{ Zoll},$$

und denen von Messingblech, die aber nie über 4 Zoll weit sein dürfen, die Dicke

$$e = 0{,}01\, d \sqrt[3]{p} + 0{,}07 \text{ Zoll}$$

zu geben.

Beispiel. Welche Wandstärke muß man den 2 Zoll weiten Feuerröhren eines Dampfwagens geben, damit sie den Außendruck von 5 Atmosphären aushalten? Setzen wir $d = 2$ und $p = 5 - 1 = 4$, so bekommen wir nach preußischen Vorschriften bei Anwendung von Eisen- oder Kupferblech die gesuchte Stärke:

$e = 0{,}0067 \,.\, 2 \sqrt[3]{4} + 0{,}05 = 0{,}021 + 0{,}05 = 0{,}071$ Zoll $= 0{,}85$ Linien,

und bei der Anwendung von Messingblech

$$e = 0{,}01 \,.\, 2\sqrt{4} + 0{,}07 = 0{,}102 \text{ Zoll} = 1{,}22 \text{ Linien.}$$

Setzen wir in der Formel $e = \sqrt{\frac{(a^2 - b^2)\,p}{2\,T}}$, $a = 1$ und $b = 0{,}9$ Zoll, ferner $p = 4 \,.\, 14{,}14 = 56{,}6$ und $T = 6000$, so erhalten wir hingegen:

$$e = \sqrt{\frac{0{,}19 \,.\, 60{,}2}{12000}} = \sqrt{0{,}000895} = 0{,}0299 \text{ Zoll} = 0{,}36 \text{ Linien.}$$

Ebene Kesselwände. Einfache ebene Kesselwände können bei gleicher Dicke viel weniger Druck aushalten, als gekrümmte Wände; deshalb werden dieselben auch nur bei niedrigem Dampfdrucke angewendet, und bei größerer Ausdehnung noch verankert, oder, wie z. B. AB, Fig. 627, durch trianguläre Blechzwickel (franz. goussets; engl. gussets) $a, b, c, d \ldots$ verstärkt. §. 412

Fig. 627.

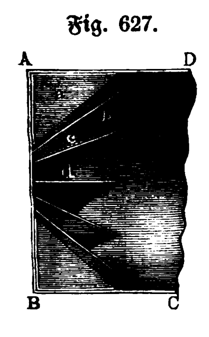
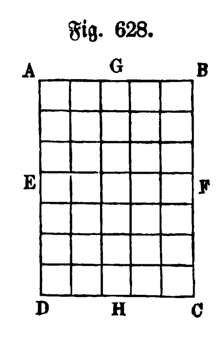


Fig. 628.



Die Theorie der Biegung belasteter ebener Platten führt auf ganz complicirte Ausdrücke, auf deren Entwickelung hier Verzicht geleistet werden muß (s. Navier's Mechanik der Baukunst, §. 641 u. s. w.); auf folgende Weise erhalten wir aber wenigstens einiges Anhalten bei Beurtheilung der erforderlichen Dicke solcher Platten. Es sei $ABCD$, Fig. 628, eine rectanguläre Blechtafel von der Länge $AB = l$ und Breite $AD = b$, welche von einem Rahmen oder von Nietenreihen eingefaßt ist, und pr. Flächeneinheit einen Druck p auszuhalten hat. Denken wir uns dieses Blech in Längenstreifen zerlegt, deren Enden in AD und BC festgehalten werden, und nehmen wir an, daß vom Drucke p gegen diese Fläche der Theil p_1 auf die Spannung dieser Streifen verwendet werde, so können wir, wenn wir noch die Breite eines solchen Streifens durch s und die Dicke des Bleches durch e bezeichnen, setzen (s. Band I, §. 446)

$$l s p_1 = \frac{12\, W T}{\frac{1}{2}\, l e} = 12\, \frac{s e^2}{l}\, \frac{T}{6} = 2\, \frac{s e^2}{l}\, T,$$

oder:

$$l^2 p_1 = 2\, e^2\, T,$$

und daher:

$$e = l \sqrt{\frac{p_1}{2\,T}}.$$

Denken wir uns dagegen die Bleche durch Breitenstreifen, wie GH, zerlegt, deren Enden in AB und CD festsitzen, und nehmen wir an, daß diese Spannung dieser Streifen den Theil p_2 des Druckes $p = p_1 + p_2$ in Anspruch nimmt, so finden wir auf gleiche Weise

$$e = b\sqrt{\frac{p_2}{2\,T}}.$$

Da die Durchbiegung im ersten Falle wie $\frac{l^4 s p_1}{W} = \frac{l^4 s p_1}{s e^3} = \frac{l^4 p_1}{e^3}$ und im anderen Falle wie $\frac{b^4 p_2}{e^3}$ wächst (s. Band I, §. 223), und da die eine so groß ist, wie die andere, so läßt sich $l^4 p_1 = b^4 p_2$, daher

$$p_2 = \frac{l^4}{b^4}\,p_1 \text{ und } p_1\left(1 + \frac{l^4}{b^4}\right) = p,$$

d. i.

$$p_1\,(l^4 + b^4) = b^4 p, \text{ folglich } p_1 = \frac{b^4 p}{l^4 + b^4}$$

und die gesuchte Blechstärke

$$e = b\sqrt{\frac{l^2 b^2}{l^4 + b^4}\cdot\frac{p}{2\,T}} \text{ setzen.}$$

Unter der zweiten Voraussetzung ist

$$e = l\sqrt{\frac{l^2 b^2}{l^4 + b^4}\cdot\frac{p}{2\,T}}.$$

Ist nun $b > l$, so wird man natürlich die erforderliche Blechstärke stets nach der Formel

$$e = b\sqrt{\frac{l^2 b^2}{l^4 + b^4}\cdot\frac{p}{2\,T}}$$

berechnen müssen.

Für quadratische Bleche hat man $l = b$, und daher:

$$e = b\sqrt{\frac{p}{4\,T}} = \frac{b}{2}\sqrt{\frac{p}{T}}.$$

Bei den cylindrischen Kesselwänden ist die Wandstärke:

$$e = \frac{dp}{2\,T} = 0{,}0015\,pd + 0{,}1 \text{ Zoll},$$

daher:

$$\frac{1}{2\,T} = 0{,}0015;$$

setzen wir nun diesen Werth für $\frac{1}{2\,T}$ in die gefundene Formel für die Dicke ebener Kesselwände, so erhalten wir:

$$e = b \sqrt{\frac{l^2 b^2}{l^4 + b^4} \cdot \frac{p}{2T}} = 0{,}0387\, b \sqrt{\frac{l^2 b^2}{l^4 + b^4} \cdot p},$$

also für $l = b$:

$$= 0{,}03\, b \sqrt{p} \text{ Zoll.}$$

Beispiel. Ebene Platten, welche $^1/_4$ Atmosphäre Ueberdruck ($p = {^1/_4}$) auszuhalten haben, müssen nach der gefundenen Formel die Dicke

$$e = 0{,}0387\, b \sqrt{\frac{l^2 b^2}{4 (l^4 + b^4)}} = 0{,}01935\, b \sqrt{\frac{l^2 b^2}{l^3 + b^4}} \text{ Zoll}$$

erhalten, und wäre die Breite einer solchen Platte $b = 72$, und die Länge $l = 60$ Zoll, also $\frac{b}{l} = {^{72}/_{60}} = {^6/_5}$, so würde

$$e = 0{,}01935 \,.\, 72 \sqrt{\frac{6^2 \,.\, 5^2}{6^4 + 5^4}} = \frac{1{,}393 \,.\, 6 \,.\, 5}{\sqrt{3921}} = \frac{41{,}79}{62{,}62} = {^2/_3} \text{ Zoll}$$

anzuwenden sein.

Stehbolzen. Ebene Kesselflächen kommen auch noch bei den Dampfgeneratoren der Dampfwagen und Dampfschiffe vor. Da diese Dampfkessel Dampf von Hochdruck erzeugen, so sind hier Verankerungen u. s. w. unumgänglich nöthig. Insbesondere gehören hierher die parallelepipedischen Feuerkästen (s. §. 403) der Locomotiven. Um die in einem solchen Raume erzeugte Wärme soviel wie möglich auf Dampferzeugung zu verwenden, setzt man denselben aus zwei in einander steckenden Blechkästen zusammen und läßt den Raum zwischen den Wänden derselben mit dem Wasserraume des Kessels communiciren. Das diesen Zwischenraum erfüllende Wasser drückt nun mit derselben Kraft p wie der darüberstehende Dampf auf die Wände dieser Kästen, und es müssen deshalb dieselben noch durch Anker oder sogenannte Stehbolzen (franz. entretoises; engl. stays) mit einander verbunden werden. Der innere oder eigentliche Feuerkasten besteht in der Regel aus Kupferblech von $^3/_8$ Zoll Dicke, wogegen der äußere oder Wasserkasten auch aus Eisenblech gebildet wird. Der Zwischenraum hat eine Weite von 3 bis 4 Zoll, und die eisernen oder kupfernen Stehbolzen sind 4 bis 5 Zoll von einander entfernt und haben eine mittlere Dicke von $^3/_4$ Zoll. Nach den Versuchen von Fairbairn (s. dessen Usefull information for Engineers) ist die Tragkraft eiserner Platten mit eisernen Stehbolzen circa doppelt so groß, als die kupferner Platten mit kupfernen Stehbolzen, auch ist die der Bolzen mit Köpfen, wie AA, Fig. 629 (a. f. S.), um $^1/_4$ größer als die der einfachen Schrauben BB. §. 413

Denken wir uns das durch Stehbolzen $a, b, c \ldots$ unterstützte Blech $ABCD$, Fig. 630, in Streifen wie AF und GH zerlegt, welche parallel den Diagonalen ae und bd der von je vier Stehbolzen gebildeten Quadrate

gerichtet sind, so können wir hier die im vorigen Paragraphen entwickelte Formel

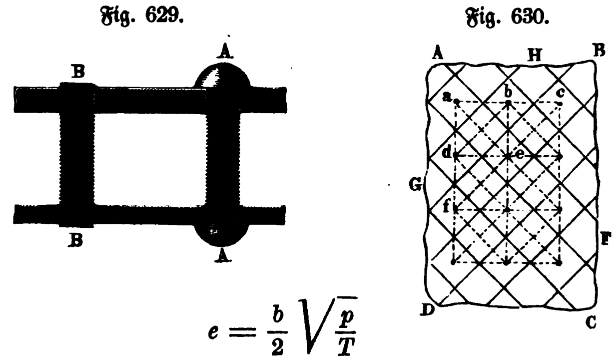


Fig. 629. Fig. 630.

$$e = \frac{b}{2} \sqrt{\frac{p}{T}}$$

zur Bestimmung der nöthigen Blechdicke unmittelbar anwenden, wenn wir nur statt b die Diagonale $b = a\sqrt{2}$ des Quadrates einsetzen, dessen Seitenlänge a die Entfernung zwischen je zwei neben einander stehenden Stehbolzen ist.

Hiernach hat man also:

$$e = \frac{a}{2} \sqrt{\frac{2p}{T}} = a \sqrt{\frac{p}{2T}},$$

und daher für $\frac{1}{2T} = 0{,}0015$:

$$e = 0{,}0387\, a \sqrt{p} \text{ Zoll.}$$

Dieser Ausdruck stimmt mit der von Brix gefundenen Formel (s. die Verhandlungen des Vereins zur Beförderung des Gewerbfleißes in Preußen, Jahrg. 1849) vollkommen überein. Der Stärke der inneren, dem Feuer zugekehrten Wände kann man noch ein Viertel zusetzen.

Die Stärke d eines Stehbolzens ist, da ein solcher den Druck $a^2 p$ auf das Quadrat a^2 von der Seitenlänge auszuhalten hat, durch die Gleichung

$$\frac{\pi d^2}{4} T = a^2 p$$

bestimmt, welche auf den Ausdruck

$$d = a \sqrt{\frac{4p}{\pi T}}$$

führt.

Setzt man auch hier $\frac{1}{2T} = 0{,}0015$ ein, so erhält man:

$$d = \sqrt{\frac{0{,}012}{\pi}}\, a \sqrt{p} = 0{,}0619\, a \sqrt{p}.$$

Nach Brix ist

$$d = 0{,}069\, a \sqrt{p} + 0{,}125 \text{ Zoll}$$

in Anwendung zu bringen.

Die Decke des Feuerkastens besteht aus einer einfachen Platte und erhält durch eiserne Tragstäbe die nöthige Tragfähigkeit, deren Stärke nach bekannten Formeln der relativen Festigkeit (s. Band I, §. 240 u. s. w.) zu berechnen ist.

Nietverbindungen. Die ebene und krummflächige Verbindung der Kesselbleche durch Nieten führt Fig. 631 im Durchschnitte und im Grundrisse vor Augen. Ist wieder e die Blechstärke, so erhält der Nietbolzen C die Stärke §. 414

Fig. 631.

$$d = 2e,$$

der halbkugelförmige oder Setzkopf A den Durchmesser

$$d_1 = 3e,$$

und der kegelförmige oder Schließkopf B den Durchmesser



$$d_2 = 4e,$$

sowie die Höhe

$$h_2 = {}^3/_2\, e,$$

so daß das zur Bildung desselben nöthige Bolzenstück die Länge

$$l_2 = 2e$$

erhalten muß.

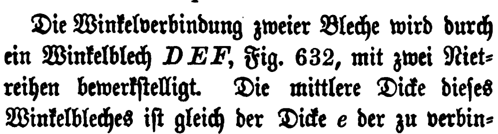
Ferner ist der Abstand der Axen je zweier Bolzen von einander:

Fig. 632.

$$a = 5e$$

und der Abstand dieser Axen vom Blechrande:

$$a_1 = 3e.$$



Die Winkelverbindung zweier Bleche wird durch ein Winkelblech DEF, Fig. 632, mit zwei Nietreihen bewerkstelligt. Die mittlere Dicke dieses Winkelbleches ist gleich der Dicke e der zu verbindenden Bleche, in der Mitte nimmt man sie aber $^1/_7$ größer, sowie am Ende $^1/_7$ kleiner als e. Die Breite $\overline{ED} = \overline{EF}$ eines Blechschenkels nimmt man $= 1$ Zoll $+ 4{,}5\, e$.

Feuerraum. Zu jedem Dampfkessel gehört noch ein Ofen (franz. fourneau; engl. furnace), und dieser besteht §. 415

1) aus dem Feuerraume (franz. foyer; engl. hearth, furnace),

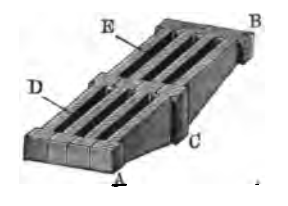
2) aus den Feuerkanälen oder Zügen (franz. carneaux; engl. flues) und

3) aus der Esse oder dem Schornstein (franz. cheminée; engl. chimney).

In dem ersten Raume findet die Verbrennung des Brennstoffes Statt, im zweiten wird das Product der Verbrennung, die Feuerluft, der Rauch u. s. w. an der Heizfläche des Kessels hingeführt, um seine Wärme diesem mitzutheilen, und im dritten werden dieselben in die freie Luft abgeführt.

Was zunächst den Feuerraum betrifft, so wird dieser durch den sogenannten Rost (franz. la grille; engl. the grate) in zwei Abtheilungen zertheilt, und es bildet nur die oberste Abtheilung den eigentlichen Brennherd, die unterste aber dient zur Aufnahme der Asche und anderer festen Rückstände der Verbrennung, und heißt deshalb der Aschenraum (franz. le cendrier; engl. the ashpit). Der Rost wird durch eiserne Stäbe gebildet, welche schmale und nach unten zu sich erweiternde Spalten zum Durchziehen der Luft und zum Durchfallen der Rückstände zwischen sich lassen. Diese Zwischenräume erhalten bei Steinkohlenfeuerung ungefähr $^1/_2$ Zoll, bei Holz- und Torffeuerung aber nur bis $^1/_5$ Zoll Breite, und im ersten Falle nehmen sie $^1/_4$, im zweiten aber $^1/_6$ der ganzen Rostfläche ein. In Fig. 633 sind einige an einander stoßende Roststäbe abgebildet. Es ist ABC der vorderste Roststab, und es sind D und E die Zwischenräume zwischen je zwei Stäben.

Fig. 633.



Bei kleineren Kesselanlagen wendet man mit Vortheil sogenannte Schüttelroste an, wo die Roststäbe cylindrisch auslaufen und so gelagert sind, daß sie durch einen einfachen Mechanismus in eine schwingende Bewegung gesetzt und dadurch leicht von den Rückständen gereinigt werden können.

Sehr wichtig für die Verbrennung ist die Größe der Rostfläche. Nach den neueren Beobachtungen von Cavé soll dieselbe $^1/_{17}$ der Heizfläche des Kessels sein. Uebrigens rechnet man auch noch auf den stündlichen Verbrauch von 14 Pfund Steinkohle oder 73 Pfund Holz einen Quadratfuß Rostfläche. Bei Dampfwagenkesseln, wo ein künstlicher Luftzug statthat, und Koaks verbrannt wird, sind die Verhältnisse ganz anders; hier ist die Rostfläche nur $^1/_{50}$ bis $^1/_{60}$ der Heizfläche. Bei Steinkohlenfeuerung soll die Rostfläche 13 bis 18 Zoll unter der Kesselfläche liegen, bei Holzfeuerung aber 18 bis 24 Zoll. Der Aschenraum unter dem Roste soll wenigstens $2^1/_2$ Fuß tief sein, damit die Roststäbe durch die angehäuften Rückstände nicht sehr erhitzt werden. Die zur Verbrennung nöthige Luft tritt durch eine Thür in den Aschenraum und von da zwischen den Roststäben hindurch

in den Feuerraum. Um den Luftzug zu reguliren, kann man ein besonderes Register (Schieber) anbringen, und um denselben zu erhöhen, kann man die Luft durch einen unterirdischen Gang (Anzucht) zuführen.

Der Feuerraum über dem Herde ist mit einer Thür versehen, welche nur dann geöffnet wird, wenn es darauf ankommt, das Feuer zu schüren, den Rost zu reinigen und neues Brennmaterial einzuführen. Um die Abkühlung durch die Ofenthür möglichst zu mäßigen und diese vor dem Feuer zu schützen, ist es gut, sie mit doppelten Wandungen zu versehen, oder von innen mit Backsteinen zu bekleiden.

Rauchfreie Verbrennung. Der aus der Verbrennung hervorgehende Rauch besteht aus einer Menge unverbrannter Kohlentheilchen und kommt folglich nur bei einer unvollkommenen mit Verlust von Wärme verbundenen Verbrennung vor. Aus diesem Grunde hat man daher auch bei jeder Feuerung soviel wie möglich eine rauchfreie Verbrennung zu erzielen. Sehr viel ist hierbei schon durch gute Abwartung und Unterhaltung des Feuers zu thun, namentlich dadurch, daß man das Brennmaterial in nicht zu großen Partien aufgiebt, dasselbe möglichst auf den Rost ausbreitet und so schürt, daß der sich bei dem neu aufgegebenen Brennstoffe bildende Rauch über dem bereits vollkommen in Verbrennung befindlichen Brennstoffe wegstreichen muß. Es kommt natürlich hierbei vorzüglich darauf an, daß dem Feuerherde eine hinreichende Menge atmosphärische Luft zugeführt und derselben hinreichende Gelegenheit geboten werde, sich über das Brennmaterial auszubreiten und mit den Verbrennungsgasen in Berührung zu kommen. §. 416

Die Doppelherde sind die vorzüglichsten Mittel zur Erzeugung einer rauchlosen Verbrennung.

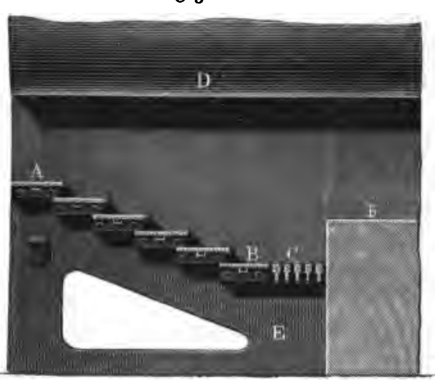
Ein solcher Herd ist der Länge nach durch eine Scheidewand in zwei Theile getheilt, welche jedoch mit einem und demselben Zug- oder Feuercanal communiciren. Wenn nun das Brennmaterial abwechselnd in der einen oder der anderen Abtheilung aufgegeben wird, so strömen die mit Rauch geschwängerten Verbrennungsgase, welche bei dem frisch aufgetragenen Brennstoffe entstehen, mit den Verbrennungsgasen, welche aus den vollständig in Verbrennung befindlichen Brennstoffen hervorgehen und noch mit freier atmosphärischer Luft gemengt sind, gemeinschaftlich in und durch die Züge, und können hierbei vollständig zur Verbrennung gelangen.

Als Rauchverbrennungsmittel sind auch besondere Luftcanäle, welche unmittelbar hinter der Feuerbrücke einmünden, angewendet worden. Die durch diese Canäle zugeführte atmosphärische Luft vermengt sich dann beim Eintritte in die Züge mit den Verbrennungsgasen, wobei der in den letzteren enthaltene Rauch vollkommen verbrennt. Nach Fairbairn ist bei Anwendung dieser Canäle, wenn der Querschnitt desselben $^1/_{115}$ der Rostfläche be-

trägt, das Ersparniß an Brennmaterial mindestens $12^1/_2$ Procent. Diese Luftcanäle haben sich aber nicht überall bewährt.

Ein anderes Hülfsmittel zur Erzeugung einer rauchlosen Verbrennung besteht in der Anwendung eines sogenannten Treppenrostes (franz. grilles à gradins; engl. grate with steps). Derselbe unterscheidet sich von dem gewöhnlichen Rost dadurch, daß hier die Roststäbe durch circa 8 Zoll breite Eisenplatten ersetzt sind, welche in Abständen von je $1^1/_2$ bis $2^1/_2$ Zoll stufenförmig über einander liegen und dabei circa je 2 Zoll über einander übergreifen. Die Einrichtung eines solchen Feuerherdes mit Treppenrost ist aus Fig. 634 zu ersehen. Es ist hier *AB* der aus sechs Platten bestehende Treppenrost, *C* ein daran anschließender kurzer Barrenrost, *D* der Dampfkessel, *E* der Ascheneimer und *F* die Feuerbrücke.

Fig. 634.



Die Treppenroste werden vorzüglich bei Heizung mit Torf, Braunkohle und schlechteren Steinkohlensorten angewendet, wo es darauf ankommt, den Zutritt der atmosphärischen Luft zu erleichtern. Statt derselben wendet man auch oft gewöhnliche Roste mit Neigung an.

§. 417 **Feuercanäle.** Damit das Feuer den Kessel sehr nahe bestreiche, vorzüglich aber durch innigere Berührung mit der Luft eine vollständigere Verbrennung eingeleitet werde, ist es nöthig, an der Uebergangsstelle aus dem Feuerraume in die Feuercanäle eine Feuerbrücke (franz. autel; engl. fire-bridge), d. i. eine Mauer aufzuführen, welche nur noch 4 bis 6 Zoll Zwischenraum zwischen ihr und dem Kesselboden übrig läßt. Die Verengung des Feuercanales durch die Feuerbrücke hat den Zweck, die Verbrennungsgase in nähere Berührung mit der zuströmenden Luft zu bringen und dadurch eine vollkommnere Verbrennung zu erlangen.

Was die Feuercanäle oder Züge anlangt, so bestehen diese entweder aus einem einzigen, ein oder mehrere Male um oder auch in dem Kessel herumgehenden Canale, oder sie bestehen aus mehreren einzelnen Canälen oder Röhren, wovon jeder für sich den Rauch in die Esse führt. Die letzte Art der Feuercanäle kommt fast nur bei der Feuerung von innen, und zumal bei den Dampfwagenkesseln vor. Was diesen Canälen an Länge abgeht, wird durch

den Umfang des Querprofiles ersetzt. Denken wir uns z. B. einen einzigen Circulircanal mit kreisförmigem Querschnitte, von der Länge l und Weite d, ersetzt durch n Züge neben einander, jeder von der Länge l_1 und Weite d_1, so können wir folgende Gleichungen aufstellen:

$$\pi d l = n \pi d_1 l_1 \quad \text{und} \quad \frac{\pi d^2}{4} = \frac{n \pi d_1^2}{4},$$

und erhalten hiernach

$$d_1 = \frac{d}{\sqrt{n}} \text{ sowie } l_1 = \frac{l}{\sqrt{n}}.$$

z. B. für $n = 64$:

$$d_1 = \frac{d}{8} \quad \text{und} \quad l_1 = \frac{l}{8};$$

es können also 64 Röhren achtmal so kurz und achtmal so eng gemacht werden, als eine einzige Rauchröhre.

Die Canäle der ersten Art bestehen in blechernen Röhren [vergl. §. 403 (5)], die der zweiten Art aber werden aus feuerfesten Steinen aufgeführt und erhalten mehr oder weniger rectanguläre Querschnitte, von denen die eine Seite durch den Kessel begrenzt wird. Es ist eine Erfahrungsregel, diesem Querschnitte $^1/_4$ bis $^1/_6$ mal so viel Inhalt zu geben, als der Rostfläche. Die Länge der Züge darf übrigens auch nicht zu groß sein, wenigstens nicht mehr als 90 Fuß betragen. In der Regel begnügt man sich, wenn die in den Schornstein tretende Feuerluft nicht mehr als 250 bis 300° Wärme behält. Am Ende des ganzen Feuercanales, in dem sogenannten, zwischen dem Kessel und der Esse befindlichen Fuchse, ist noch eine Thür oder ein Schieber (franz. registre, engl. damper) anzubringen, um das Feuer reguliren und den Ofen gänzlich schließen zu können. Uebrigens ist die ganze Feuerungsanlage mit einer starken Mauer, dem sogenannten Rauhgemäuer, zu umschließen.

Kesselanlage. Die Haupteinrichtung einer Kesselanlage mit äußerer Feuerung ist aus Fig. 635 (a.f.S.) im Längendurchschnitte und aus Fig. 636 im Querschnitte zu ersehen. Es ist hier A der Dampfkessel mit zwei Rauchröhren B, B, ferner C das Mauerwerk, D der Rost, E die Feuerthür, F der Aschenfall, G der Theil des Feuercanals, in welchem die Feuerluft unter dem Kessel, und H, H sind die Canäle, in welchen dieselbe an den Seiten des Kessels hingeht, nachdem sie durch die Röhren B, B nach vorn zurückgekehrt ist. Die atmosphärische Luft strömt durch den Luftcanal K von hinten zu, kann aber auch wie in Fig. 635 angedeutet ist, von der Seite her zuströmen. §. 418

Eine zweckmäßige Kesselanlage mit Doppelfeuerungen nach Fairbairn ist in den Figuren 637 bis 640 (a. S. 631) abgebildet, und zwar in einem

Längendurchschnitt, einem Horizontaldurchschnitt, einem Querschnitt und in der Frontansicht. Der Dampfkessel $A\,D$ enthält zwei innere Heizröhren $B\,C$ und

Fig. 635.

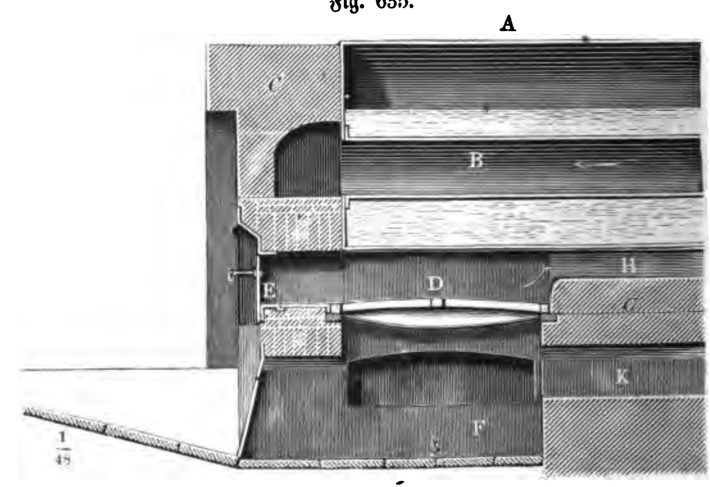
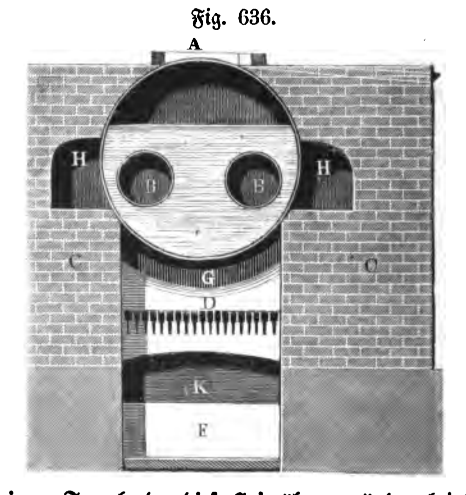


Fig. 636.



$B_1\,C_1$ mit je einem Feuerherde; diese Heizröhren münden bei E an der Hinterfläche dieses Kessels in einem gemeinschaftlichen Zuge $E\,F\,G\,H$ aus, welcher die Verbrennungsgase an der Außenfläche ein Mal um den Kessel herum und bei H in den Schornstein führt. Um eine vollständigere Verbrennung zu erlangen, ist in jeder Feuerbrücke K eine Oeffnung $a\,b$ angebracht, welche aus dem Aschenfall erwärmte Luft in den Raum unmittelbar hinter der Feuerbrücke einführt; auch wird zu diesem Zwecke abwechselnd der

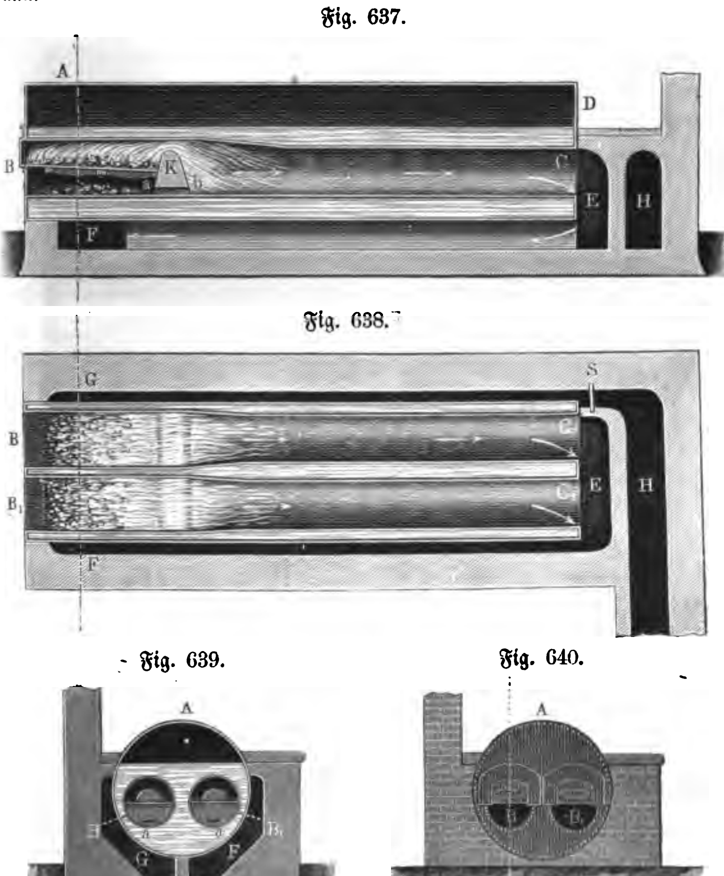
eine oder der andere Brennherd beschickt, so daß der bei frisch aufgeschütteten Kohlen sich bildende Rauch beim Eintritte E in den Zug noch verbrennen kann.

Fig. 637.

Fig. 638.

Fig. 639.

Fig. 640.



Eine Kesselanlage mit Sieder öhren ist noch in Fig. 641 (a. f. S.) abgebildet. Es ist hier der Dampfkessel A von den Siedern B und B durch ein Gewölbe D getrennt und es werden die letzteren der Einwirkung der unmittelbar vom Feuerraume kommenden und nach hinten strömenden Feuerluft gänzlich ausgesetzt, während der erstere von der in den Zügen G, G zurückkehrenden und nach Befinden um den ganzen Kessel herumgehenden Feuerluft erwärmt wird.

Zwischen einem Dampfkessel mit Sieder öhren und einem solchen mit

Vorwärmeröhren findet der Unterschied Statt, daß sich dort der Feuerherd unter den Röhren, hier aber unter dem Kessel befindet, folglich dort die

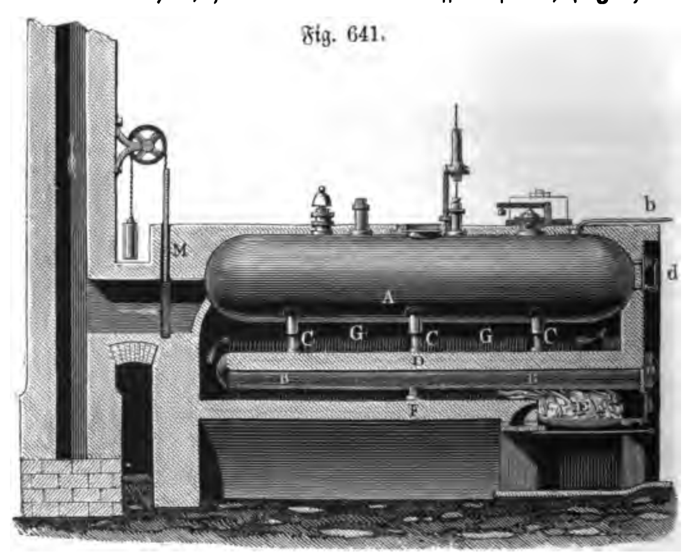


Fig. 641.

Feuerluft von den Röhren nach dem Kessel strömt, hier aber erst den Kessel und dann die Röhren erwärmt.

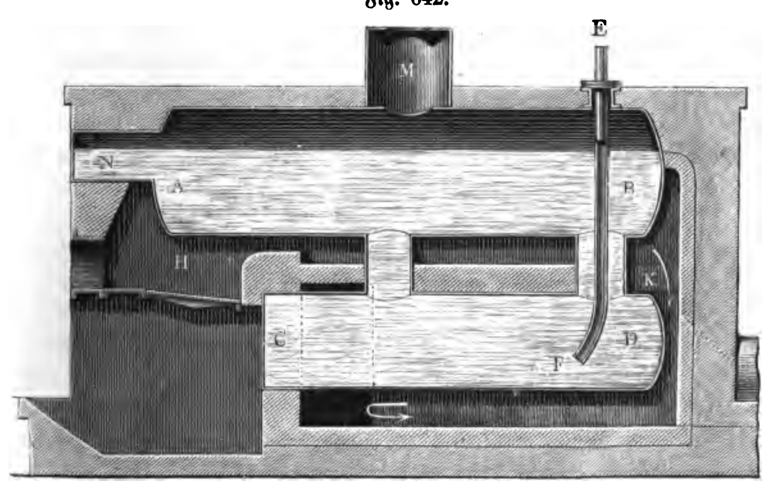
Um von der Feuerluft in den Zügen möglichst viel Wärme auf den Dampfgenerator überzutragen, ist nöthig, daß diese Luft an derjenigen Stelle in den Schornstein trete, wo die geringste Wärme statthat, wo also die Einführung des Speisewassers und die Bewegung des Wassers im Kessel beginnt; aus diesem Grunde ist den Dampfkesseln mit Vorwärmern der Vorzug zu geben vor den mit Siederöhren. Dieses Princip ist auch schon bei dem in den Fig. 637 und 638 abgebildeten Fairbairn'schen Kessel in Anwendung.

Eine besondere Kesselanlage mit Vorwärmeröhre führt noch Fig. 642 vor Augen. Es ist hier *AB* der Dampfkessel, *CD* der Vorwärmer, und *EF* das in denselben einmündende Speiserohr. Die Feuerluft bewegt sich erst vom Brennherde *H* aus auf dem Wege *HK* unter dem Kessel hin, sinkt dann herab in das Niveau des Vorwärmers *CD* und läuft um denselben herum, ehe sie in den Schornstein tritt.

§. 419 **Gasheizung.** Zuweilen verwendet man zur Kesselfeuerung auch brennbare Gase, oder gasförmige Brennstoffe (franz. combustibles gazeux; engl. gaseous fuels). Man kann diese Gase entweder in einem verschlossenen Raume verbrennen und direct auf den Kolben einer besonderen Maschine wirken lassen, oder man kann dieselben durch Verbrennung auf einem gewöhnlichen Feuer-

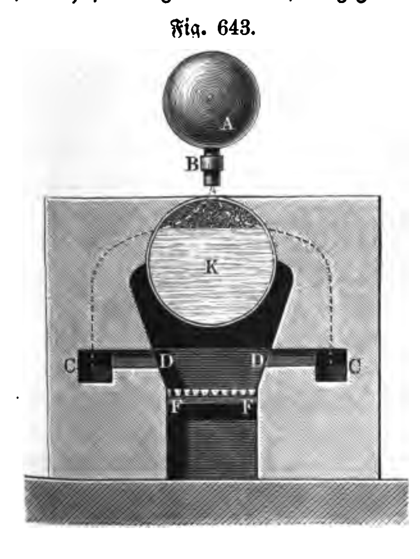
herd mit Dampfkessel zur Wirkung kommen lassen. Die zur Kesselfeuerung dienenden Gase sind das Kohlenoxydgas, das Leuchtgas, das Hohofengas,

Fig. 642.



und das Gas von Puddelöfen. Das Kohlenoxydgas wird wie das Leuchtgas in verschlossenen Gefäßen erzeugt, und das Hohofengas hingegen auf der Gicht von einem Hohofen abgeleitet. Das von den Puddelöfen abziehende Gas enthält nur wenig Kohlenoxydgas und wirkt deshalb hauptsächlich durch seine eigene Wärme, wogegen das Hohofengas außer 2 Procent Wasserstoff noch 13 Procent Kohlenoxyd enthält. Während ein Pfund gute Steinkohle, sowie auch reiner Kohlenstoff durch vollkommene Verbrennung nahe 8000 Calories liefert, giebt 1 Pfund Kohlenoxydgas nur 2400 Calories, und sind von 1 Pfund Hohofengas gar nur 900 Calories zu erlangen, wogegen durch Verbrennung von 1 Pfund Leuchtgas nahe 10000 Calor. erzeugt werden.

Fig. 643.



Die Einrichtung eines Ofens zur Dampferzeugung mittels der Hohofengase ist aus Figur 643 zu ersehen. Das Gicht-

gas wird zunächst in dem Reservoir *A* gesammelt, dann durch die Zweigröhren *B C*, *B C* in die Canäle *C*, *C* und von da durch eine Reihe von Seitencanälen wie *CD*, *CD* in den Feuerraum *DD* geleitet. Der Dampfkessel *K* wird an seiner unteren Hälfte von dem Gichtgase umspielt, dessen Verbrennung einer auf dem Rost *FF* ausgebreitete dünne Kohlenschicht unterhält.

Die Kessel zur Benutzung der Puddelofenflamme bestehen gewöhnlich in einer verticalen Röhre, an deren Umfang die Gasflamme außen emporsteigt; auch verwendet man dazu zuweilen horizontale Röhrenkessel ähnlich wie bei den Locomobilen.

§. 420 **Essen.** Der zum Verbrennen nöthige Luftwechsel wird vorzüglich durch den Schornstein oder die Esse herbeigeführt, es ist daher auch dieser ein wichtiger Bestandtheil einer Feuerungsanlage. Vorzüglich kommt es bei einer solchen Anlage darauf an, der Esse die hinreichende Höhe und Weite zu geben, und für sie ein zweckmäßiges Material auszuwählen. Kann man die Essen nicht hinreichend hoch machen, so muß man den nöthigen Luftzug durch besondere Mittel oder Maschinen hervorbringen. Bei Dampfwagen läßt man in dieser Absicht den verbrauchten Dampf durch die Esse ausströmen; in anderen Fällen wendet man auch Luft- oder Wettermaschinen an, welche die Luft entweder unter den Rost blasen oder aus den Feuercanälen heraussaugen.

Man stellt die Essen aus Steinen oder aus Metall her, und verwendet zu denselben im ersten Falle vorzüglich Ziegel, im zweiten aber Eisenblech. Die äußere Form der Essen aus Ziegeln oder anderen Steinen ist gewöhnlich eine vier- oder achtseitige Pyramide, seltener, dagegen die einer Blechesse, stets ein abgekürzter Kegel.

Man giebt den Essen gewöhnlich eine äußere Böschung von 0,015 bis 0,025 pr. 1 Fuß Höhe; ferner erhalten die Essenmauern oben die gewöhnliche Ziegelbreite von 6 Zoll und unten die zwei- bis dreifache Ziegelbreite zur Dicke.

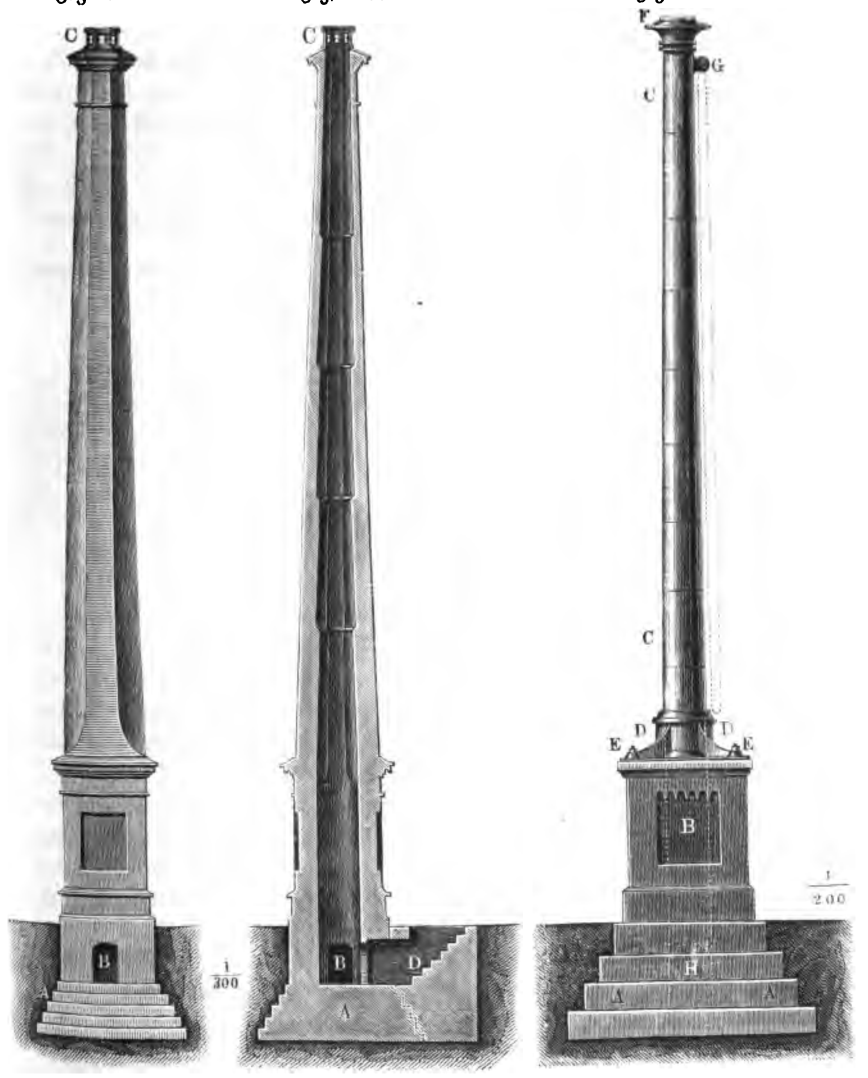
Was die Höhe und Weite der Schornsteine anlangt, so hängt die eine Dimension von der anderen ab; je höher eine Esse ist, desto mehr giebt dieselbe auch Zug, desto kleiner braucht also zur Abführung einer bestimmten Rauchmenge ihre Weite zu sein. Außerdem hängen aber auch diese Dimensionen noch von der Temperatur des in den Schornstein tretenden Rauches ab, und es müssen diese bei gleichem Rauchquantum um so größer sein, je niedriger die Temperatur des Rauches oder der abzuführenden Feuerluft ist. Hiernach erfordert also eine gute Wärmebenutzung hohe und weite Essen. Die gewöhnliche Essenhöhe ist 60 bis 120 Fuß; selten findet man sie nur 40 Fuß und niedriger. Nur ausnahmsweise werden Essen von 300 bis 400 Fuß Höhe ausgeführt. Es ist eine praktische Regel, dem Schornsteine denselben Querschnitt zu geben, wie den Feuercanälen. Im folgenden Pa-

ragraphen wird jedoch zur Ausmittelung der Essenweite eine besondere Regel gefunden werden.

Es ist sehr nöthig, die Schornsteine auf einen soliden Grund zu setzen, weil das geringste Nachgeben desselben eine Beschädigung oder gar das Zusammenstürzen des Schornsteins zur Folge hat.

Die äußere Ansicht und der Durchschnitt einer achteckigen Esse aus Ziegeln ist in Fig. 644 und 645, und die äußere Ansicht einer Blechesse in Fig. 646 abgebildet. Bei den ersten Abbildungen ist *A* das Fundament,

Fig. 644. Fig. 645. Fig. 646.



B die Einmündung des Feuercanales oder Fuchses, *C* der gußeiserne Hut der Esse und *D* eine nach der Zug- und Reinigungsöffnung führende Treppe. Damit sich der Rauch beim Eintritte in die Esse nicht stoße, ist die obere Kante zwischen der Esse und dem Fuchse abzurunden.

Bei der Abbildung Fig. 646 ist *A* das auf festem Grunde stehende, aus Ziegeln aufgeführte Fundament, sind ferner *D, D* Ankerschrauben, welche den Fuß des Schornsteins mittels einer Platte *EE* fest mit dem Fundamente verbinden, sowie *E* eine unter dem Essenkopf *F* angebrachte Rolle, über die eine Kette weggeht, an der ein Arbeiter beim Reinigen und Anstreichen des Schornsteins hinauf gewunden werden kann. Noch sieht man bei *B* die Einmündung des Fuchses und bei *H* die Ausputzöffnung. Um den Umsturz einer solchen Esse durch den Sturm zu verhindern, werden nicht selten noch Drähte oder Drahtketten von der Esse in schräger Richtung herab nach dem Erdboden gezogen und darin verankert.

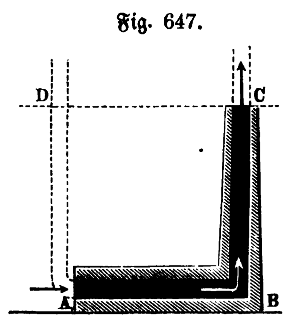
Anmerkung. Die berühmte $455^1/_2$ engl. Fuß hohe Esse zu St. Rollor bei Glasgow hat folgende Dimensionen. (S. Verhandl. des Preuß. Gewerbevereins, 1845.)

Abtheilung der Esse.	Höhe über dem Grunde.	Aeußerer Durchmesser in Fußen.	Mauerdicke in Fuß.	Mauerdicke in Zoll.
	$435^1/_2$	$13^1/_2$		
V.			1	2
	$350^1/_2$	$16^3/_4$		
IV.			1	6
	$210^1/_2$	24		
III.			1	$10^1/_2$
	$114^1/_2$	$30^1/_2$		
II.			2	3
	$54^1/_2$	35		
I.			2	$7^1/_2$
	0	40		

Das Fundament dieser Esse ist 20 Fuß tief und hat 50 Fuß Durchmesser.

§. 421 **Theorie des Essenzugs.** Die Theorie der Bewegung des Rauches in den Schornsteinen läßt sich nach den im ersten Bande entwickelten Regeln der Hydraulik leicht aufstellen, um so mehr, da wir wegen der unbedeutenden Differenz zwischen der Spannung der Luft im Schornsteine und der der äußeren Luft die Regeln des Ausflusses des Wassers hier anwenden können. Ist γ die Dichtigkeit der äußeren Luft und h die senkrechte Höhe AD eines Schornsteines ABC, Fig. 647, sammt Luftzuführungscanal, so läßt sich der Ueber-

Fig. 647.



schuß des Druckes auf die Einmündung A über dem auf die Ausmündung C setzen:

$$q = h\gamma.$$

Diesem Ueberschusse wirkt aber der Druck q_1 der warmen Luft- oder Rauchsäule entgegen; bezeichnen wir daher die Dichtigkeit dieser Säule durch γ_1, so erhalten wir den die Ausflußgeschwindigkeit v des Rauches erzeugenden Druck:

$$q - q_1 = h\gamma - h\gamma_1 = h(\gamma - \gamma_1),$$

und es läßt sich daher ohne Berücksichtigung der Nebenhindernisse setzen:

$$\frac{v^2}{2g}\gamma_1 = h(\gamma - \gamma_1) \text{ oder } v = \sqrt{\frac{2gh(\gamma - \gamma_1)}{\gamma_1}}$$

(s. Band I, §. 399).

Ist nun noch t die mittlere äußere und t_1 die mittlere innere Temperatur oder die des Rauches, so hat man nach Band I, §. 393:

$$\gamma = \frac{0{,}00567\,p}{1 + 0{,}00367\,.\,t} \text{ und } \gamma_1 = \frac{0{,}00567\,p_1}{1 + 0{,}00367\,.\,t_1},$$

daher:

$$\frac{\gamma}{\gamma_1} = \frac{1 + 0{,}00367\,t_1}{1 + 0{,}00367\,t}\cdot\frac{p}{p_1};$$

oder da die Pressungen p und p_1 der äußeren und inneren Luft nicht sehr verschieden von einander sein können, wegen der mäßigen Geschwindigkeit des Rauches, annähernd:

$$\frac{\gamma}{\gamma_1} = \frac{1 + 0{,}00367\,t_1}{1 + 0{,}00367\,t},$$

und daher die Rauchgeschwindigkeit beim Austritte aus der Esse:

$$v = \sqrt{2gh\left(\frac{1 + 0{,}00367\,t_1}{1 + 0{,}00367\,t} - 1\right)} = \sqrt{\frac{0{,}00367\,(t_1 - t)}{1 + 0{,}00367\,t}\cdot 2gh},$$

wofür auch annähernd

$$v = \sqrt{0{,}00367\,(t_1 - t)\,.\,2gh} = 0{,}479\sqrt{(t_1 - t)\,h} \text{ Fuß}$$

gesetzt werden kann.

Diese Geschwindigkeit wird allerdings durch die Nebenhindernisse, welche die Verengungen im Feuerherde und die Reibung im Schornsteine u. s. w. herbeiführen, bedeutend herabgezogen. Die entsprechenden Verluste sind übrigens ganz nach den bekannten Regeln der Hydraulik zu berechnen. Aus der Höhe h und Weite d des Schornsteines ergiebt sich nach Band I, §. 466, der Druckhöhenverlust in Folge der Reibung durch die Formel

$$h_1 = \zeta\cdot\frac{h}{d}\cdot\frac{v^2}{2g}.$$

Obwohl nach Obigem $\zeta = 0{,}024$ zu nehmen ist, so möchte doch der

Sicherheit wegen nach den Beobachtungen Péclet's für die mit Ruß überzogenen Schornsteine $\zeta = 0{,}025\,.\,1{,}962 = 0{,}049$ oder einfacher 0,05 zu setzen sein. Die übrigen Druckhöhenverluste, welche aus der Reibung der Feuerluft in den Zügen, dem Durchgang derselben durch die Spalten des Rostes und das aufgeschüttete Brennmaterial hervorgeht, und noch durch andere Bewegungshindernisse vergrößert wird, lassen sich nach Péclet durch den Widerstandscoefficienten $\zeta_1 = 30$ ausdrücken, daher folgt

$$\frac{v^2}{2g} = 0{,}00367\,(t_1 - t)\,h - 0{,}05\,\frac{h}{d}\cdot\frac{v^2}{2g} - 30\cdot\frac{v^2}{2g},$$

oder

$$\frac{v^2}{2g}\left(30 + 0{,}05\,\frac{h}{d}\right) = 0{,}00367\,(t_1 - t)\,h.$$

Berücksichtigt man endlich noch, daß die halb verbrannte Luft, wie sie in den Schornsteinen vorkommt, ungefähr 1,044mal so dicht ist, als frische Luft, so muß man setzen:

$$v = \sqrt{\frac{0{,}00367\,(t_1 - t)\,.\,2gh}{1{,}044\left(30 + 0{,}05\,\frac{h}{d}\right)}} = 0{,}0595\sqrt{\frac{(t_1 - t)\,.\,2gh}{30 + 0{,}05\,\frac{h}{d}}}$$

$$= 0{,}47\sqrt{\frac{(t_1 - t)\,.\,hd}{30d + 0{,}05h}} \text{ Fuß.}$$

§. 422 **Dimensionen der Essen.** Mit Hülfe der im Vorstehenden entwickelten Formel ist es nun leicht, den Querschnitt S und die Dimensionen einer Esse zu finden, durch welche ein bestimmtes Luft- oder Rauchquantum Q pr. Secunde abgeführt wird.

Es ist

$$Q = Sv = 0{,}47\,S\sqrt{\frac{(t_1 - t)\,hd}{30\,d + 0{,}05\,h}} \text{ Cubikfuß,}$$

und daher der gesuchte Querschnitt des Schornsteines:

$$S = \frac{Q}{v} = 2{,}13\,Q\sqrt{\frac{30\,d + 0{,}05\,h}{(t_1 - t)\,hd}} \text{ Quadratfuß.}$$

Für eine Esse mit kreisförmigem Querschnitte ist ferner

$$S = \frac{\pi d^2}{4},$$

daher:

$$d^{5/2} = 2{,}13\cdot\frac{4}{\pi}\,Q\sqrt{\frac{30d + 0{,}05h}{(t_1 - t)\,h}},$$

und die gesuchte mittlere Weite der Esse:

$$d = 1{,}49 \sqrt[5]{\frac{30\,d + 0{,}05\,h}{(t_1 - t)\,h}\,Q^2} \text{ Fuß.}$$

Für eine Esse mit quadratischem Querschnitte ist dagegen $S = b^2$, und daher die Weite oder Seitenlänge derselben:

$$b = 1{,}353 \sqrt[5]{\frac{30\,d + 0{,}05\,h}{(t_1 - t)\,h}\,Q^2}.$$

Setzt man annähernd $h = 100\,d$, so erhält man

$$v = 0{,}08 \sqrt{(t_1 - t)\,h} \text{ Fuß} = 0{,}045 \sqrt{(t_1 - t)\,h} \text{ Meter, und}$$

$$S = \frac{Q}{v} = \frac{12{,}5\,Q}{\sqrt{(t_1 - t)\,h}} \text{ Quadratfuß, wonach sich}$$

$$d = \frac{4\sqrt{Q}}{\sqrt[4]{(t_1 - t)\,h}}, \text{ oder } b = \frac{3{,}54\sqrt{Q}}{\sqrt[4]{(t_1 - t)\,h}} \text{ Fuß ergiebt.}$$

Das Rauchquantum $Q = Sv = 0{,}08\,S\sqrt{(t_1 - t)\,h\,d}$ auf die äußere Temperatur t reducirt, fällt

$$Q_1 = \left(\frac{1 + \delta t}{1 + \delta t_1}\right) Sv, \text{ annähernd da } t_1 \text{ viel größer als } t \text{ ist,}$$

$$Q_1 = \frac{Sv}{1 + \delta t_1} = 0{,}08\,S \sqrt{\frac{(t_1 - t)\,h\,d}{(1 + \delta t_1)^2}} = 0{,}08\,S \sqrt{\frac{t_1\,h\,d}{(1 + 0{,}00367\,t_1)^2}}$$

aus, und ist mit $\frac{t_1}{(1 + 0{,}00367\,t_1)^2}$ ein Maximum.

Leicht findet man die entsprechende Bedingungsgleichung $1 + 0{,}00367\,t_1 = 2 \,.\, 0{,}00367\,t_1$, wonach $0{,}00367\,t_1 = 1$, und die erforderliche Temperatur des in den Schornstein tretenden Rauches:

$$t_1 = \frac{1}{0{,}00367} = 273 \text{ Grad folgt.}$$

Nimmt man annähernd $t_1 - t = 270^0$ an, so läßt sich setzen:

$$v = 1{,}32\sqrt{h} \text{ Fuß und}$$

$$S = \frac{0{,}76\,Q}{\sqrt{h}} \text{ Quadratfuß.}$$

Das durch den Schornstein abzuführende Luftquantum Q läßt sich aber auch aus der Heizfläche F, sowie aus dem Gewichte K der verbrauchten Brennstoffmenge leicht berechnen (s. §. 400).

Ist K das stündlich verbrannte Kohlenstoffquantum und nimmt man an, daß jedes Pfund Kohlenstoff 600 Cubikfuß durch den Schornstein abzuführende Luft giebt, setzt also:

$$Q = \frac{600\,K}{60 \,.\, 60} = \frac{K}{6},$$

so erhält man

$$S = 0{,}128 \frac{K}{\sqrt{h}} \text{ Quadratfuß},$$

sowie

$$h = 0{,}0164 \left(\frac{K}{S}\right)^2 \text{ Fuß}.$$

Für $\frac{K}{S} = 75$ würde hiernach die Höhe der Esse:

$$h = 0{,}0164 \, . \, (75)^2 = 92{,}2 \text{ Fuß ausfallen.}$$

Die gewöhnliche Essenhöhe ist in der That 60 bis 120 Fuß.

Wenn man von der zu fordernden Stabilität ausgeht, kann man die zulässige Essenhöhe wie folgt finden.

Ist die Geschwindigkeit des gegen die Esse stoßenden Windes $= c$, sowie γ die Dichtigkeit desselben, ferner h die Höhe und b die mittlere äußere Breite der Esse, so läßt sich die Stärke des Windstoßes gegen dieselbe

$$P = 3 \frac{c^2}{2g} b h \gamma \text{ (s. §. 344)},$$

und ebenso das Moment dieser Kraft in Hinsicht auf eine Kante am Fuße der Esse

$$\frac{Ph}{2} = 3 \frac{c^2}{2g} \cdot \frac{bh^2}{2} \gamma$$

setzen.

Ist ferner e die mittlere Dicke der Essenwände und γ_1 die Dichtigkeit der Essenmauer, so hat man das Gewicht der Esse:

$$G = 4 (b - e) e h \gamma_1,$$

sowie das Moment derselben:

$$\frac{Gb}{2} = \frac{4 (b - e) e h b \gamma_1}{2} = 2 \left(1 - \frac{e}{b}\right) e h b^2 \gamma_1,$$

und setzt man beide Momente einander gleich, so erhält man folgende Gleichung:

$$3 \frac{c^2}{2g} \frac{bh^2}{2} \gamma = 2 \left(1 - \frac{e}{b}\right) e h b^2 \gamma_1,$$

so daß nun das Verhältniß der Essenhöhe zur mittleren äußeren Essenbreite

$$\frac{h}{b} = {}^4/_3 \cdot \left(1 - \frac{e}{b}\right) \frac{2ge}{c^2} \frac{\gamma_1}{\gamma} \text{ folgt.}$$

Diese Formel gilt nur für eine Esse mit quadratischem Querschnitte; für eine solche mit kreisförmigem Querschnitte kann man $\frac{h}{b}$ um die Hälfte größer machen, also:

$$\frac{h}{b} = 2\left(1 - \frac{e}{b}\right)\frac{2ge}{c^2} \cdot \frac{\gamma_1}{\gamma}$$

setzen, und für eine achteckige Esse ist ein Mittelwerth, also

$$\frac{h}{b} = {}^5/_3\left(1 - \frac{e}{b}\right)\frac{2ge}{c^2} \cdot \frac{\gamma_1}{\gamma}$$

anzunehmen.

Beispiel 1. Welche Weite soll man einer Esse geben, die bei 100 Fuß Höhe den Rauch eines Feuerherdes abzuführen hat, auf dem stündlich 120 Pfund Steinkohlen verbrannt werden? Nach dem Früheren können wir annehmen, daß aus der Verbrennung von 120 Pfund Steinkohlen bei 300° mittlerer Wärme in dem Schornsteine, 120 . 584 = 70080 Cubikfuß warme Luft hervorgehen, so daß in der Secunde das Quantum

$$Q = \frac{70080}{60 \cdot 60} = 19^1/_2 \text{ Cubikfuß}$$

abzuführen bleibt. Nehmen wir nun noch $t_1 - t = 300 - 10 = 290$ an und führen wir $h = 100$ Fuß ein, so erhalten wir den erforderlichen inneren Essendurchmesser

$$d = 1{,}49\sqrt[5]{\frac{30 \cdot d + 0{,}05 \cdot 100}{290 \cdot 100} \cdot (19{,}5)^2} = 0{,}627\sqrt[5]{30\,d + 5}.$$

Hiernach unter der Wurzel annähernd, $d = 1{,}25$ angenommen, folgt genauer:

$$d = 0{,}627\sqrt[5]{42{,}5} = 1{,}33 \text{ Fuß},$$

und diesen Werth noch einmal rechts eingesetzt, ergiebt sich noch schärfer

$$d = 0{,}627\sqrt[5]{44{,}5} = 1{,}34 \text{ Fuß}.$$

Wollte man den Schornstein nur 40 Fuß hoch machen, so würde man diese Weite

$$= 1{,}49\sqrt[5]{\frac{30\,d + 0{,}05 \cdot 40}{290 \cdot 40}(19{,}5)^2} = 0{,}753\sqrt[5]{30\,d + 2} = 1{,}67 \text{ Fuß}$$

machen müssen.

Beispiel 2. Nimmt man die größte Windgeschwindigkeit $c = 100$ Fuß an, setzt ferner $\gamma = 0{,}0766$ und $\gamma_1 = 61{,}75 \cdot 1{,}6 = 98{,}8$ Pfund, so erhält man für eine vierseitige Esse, welche dem Windstoß bei dieser Windgeschwindigkeit widerstehen soll:

$$\frac{h}{b} = {}^4/_3 \cdot \left(1 - \frac{e}{b}\right)\frac{e}{0{,}016 \cdot 10000} \cdot \frac{98{,}8}{0{,}0766} = \frac{140{,}8\left(1 - \frac{e}{b}\right)e}{13{,}2}$$

$$= 10{,}7\left(1 - \frac{e}{b}\right)e.$$

Führt man noch $e = 1$ Fuß und $\frac{e}{b} = {}^1/_4$ Fuß ein, so erhält man

$$\frac{h}{b} = {}^3/_4 \cdot 10{,}7 = 8.$$

Um einem Orkan mit 100 Fuß Geschwindigkeit widerstehen zu können, müßte also die mittlere äußere Essenbreite $^1/_8$ der Essenhöhe sein. Wäre die Esse rund, so könnte $\frac{h}{b} = 12$, also den mittleren äußeren Essendurchmesser $^1/_{12}$ der Essen-

höhe betragen. Es ist hiernach zu ermessen, daß manche freistehende Esse einem Orkan von 100 Fuß Geschwindigkeit nicht widerstehen kann.

Anmerkung. Aus der Formel

$$d = 1{,}49 \sqrt[5]{\frac{30\,d + 0{,}05\,h}{(t_1 - t)\,h}\,Q^2}$$

ist, da mit h auch l wächst, leicht zu ersehen, daß die Weite der Esse um so kleiner ausfallen kann, je höher die Esse ist, und daß, umgekehrt, eine Esse um so weiter gemacht werden muß, je kleiner die Höhe derselben ist.

Streng genommen ist den Principien der Hydraulik zufolge (siehe Bd. I, §. 425) in der Formel

$Q = 0{,}47\,S \sqrt{\frac{(t_1 - t)\,h\,d}{30\,d + 0{,}05\,h}}$ für das Rauchquantum Q, statt S nicht der mittlere, sondern der Querschnitt der Essenmündung einzuführen, und hiernach leicht zu ermessen, daß unter übrigens gleichen Verhältnissen eine nach oben zu allmälig weiter werdende Esse mehr Rauch abführt als eine Esse von gleichem oder nach oben zu allmälig abnehmendem Querschnitt.

(§. 423) **Wirkungsgrad der Dampfkessel.** Nach den Beobachtungen von Péclet läßt sich die mittlere Temperatur t_1 in der Esse für Damfkessel $= 300^0$ setzen. Die Temperatur t_2 hingegen, welche die Luft im Brennherde bei der Verbrennung annimmt, läßt sich aus der Wärmemenge W, welche ein Pfund Brennstoff erzeugt, und aus der Luftmenge V Cubikfuß, welche die Verbrennung erfordert, leicht berechnen, wenn man die Wärmecapacität der Luft $\omega = {}^1/_4$ von der des Wassers und das Gewicht eines Cubikfußes derselben, $\gamma = 0{,}080$ Pfund annimmt; es ist nämlich:

$$W = \omega\,V\gamma\,(t_2 - t_0) = {}^1/_4 \,.\, 0{,}080\,V(t_2 - t_0),$$

und daher:

$$t_2 = \frac{4\,W}{0{,}080\,V} + t_0 = 50\,\frac{W}{V} + t_0;$$

wobei t_0 die Temperatur der zutretenden Luft bezeichnet.

Endlich folgt hiernach der Wärmeverlust, herbeigeführt durch das Fortgehen der Wärme in der Esse:

$$W_1 = \frac{t_1 - t_0}{t_2 - t_0}\,W.$$

Nehmen wir für W den mittleren Werth 6000 Cal., für $V = 225$ Cubikfuß und für $t_0 = 0$ Grad an, so bekommen wir die Wärme im Brennherde:

$$t_2 = \frac{50\,.\,6000}{225} = 1333^0,$$

und den Wärmeverlust durch den Abzug in der Esse:

$$W_1 = \frac{300}{1333}\,W = \frac{300\,.\,6000}{1333} = 1350 \text{ Calorien,}$$

oder ungefähr ein Viertel der ganzen, aus dem Brennstoffe entwickelten Wärme.

Unter der Voraussetzung, daß das auf die Dampferzeugung verwendete Wärmequantum proportional der Temperaturdifferenz sei (s. §. 368), können wir auch die Temperatur t_1 der Erwärmungsluft beim Eintritte in den Schornstein wie folgt ermitteln.

Ist z die Temperatur an irgend einer Stelle des Zuges, Y die Größe der Heizfläche, bis zu dieser Stelle gerechnet, und $\varkappa$ das Wärmequantum, welches pro Quadratfuß Heizfläche bei einem Grad Wärmedifferenz in der Secunde auf das Wasser im Kessel übergeht, so folgt das dem Flächenelement dY und der Temperaturdifferenz $z - t$ entsprechende Wärmequantum:

$$\varkappa (z - t)\, dY = - \omega V \gamma\, dz,$$

und es ist hiernach

$$Y = - \frac{\omega V \gamma}{\varkappa} \int \frac{dz}{z - t} = - \frac{\omega V \gamma}{\varkappa} Ln. (z - t) + Con.$$

Für $Y = 0$ ist aber $z = t_2$, und für $Y = F$ (die ganze Heizfläche) $z = t_1$, daher folgt:

$$F = \frac{\omega V \gamma}{\varkappa} Ln. \left(\frac{t_2 - t}{t_1 - t}\right),$$

und die gesuchte Temperatur der Heizluft beim Eintritte in den Schornstein

$$t_1 = t + (t_2 - t)\, e^{-\frac{\varkappa F}{\omega V \gamma}}.$$

Hiernach folgt nun die durch den Schornstein abgeführte Wärme:

$$W_1 = \frac{t_1 - t_0}{t_2 - t_0} W = \frac{t - t_0 + (t_2 - t)\, e^{-\frac{\varkappa F}{\omega V \gamma}}}{t_2 - t_0} W,$$

und folglich der Wirkungsgrad des Dampfkessels, oder das Verhältniß der von demselben aufgenommenen Wärme zur Gesammtwärme:

$$\eta = 1 - \frac{W_1}{W} = \left(\frac{t_2 - t}{t_2 - t_0}\right) \left(1 - e^{-\frac{\varkappa F}{\omega V \gamma}}\right),$$

oder, da $t_2 - t_0$ auch $= \frac{W}{\omega V \gamma}$ ist,

$$\eta = \left(1 - \frac{t - t_0}{t_2 - t_0}\right) \left(1 - e^{-\frac{\varkappa F}{\omega V \gamma}}\right)$$

$$= \left(1 - (t - t_0) \frac{\omega V \gamma}{W}\right) \left(1 - e^{-\frac{\varkappa F}{\omega V \gamma}}\right).$$

Setzt man $t_2 - t_0 = 1200$ ein, so hat man einfach

$$\eta = \left(1 - \frac{t - t_0}{1200}\right)\left(1 - e^{-\frac{\varkappa F}{\omega V \gamma}}\right).$$

Noch ist hierin

$$\omega\gamma = \frac{1}{4} . 0{,}086 = 0{,}0215,$$

$$\varkappa = 0{,}0007,$$

und

$$\frac{F}{V} = \frac{60 . 60}{22} f = 163 f,$$

zu setzen, wo f die Heizfläche bezeichnet, welche stündlich 1 Pfund Dampf geben soll; daher hat man:

$$\eta = \left(1 - \frac{t - t_0}{1200}\right)\left(1 - e^{-5{,}3 f}\right),$$

z. B. für $t - t_0 = 120^0$,

$$\eta = 0{,}9\left(1 - e^{-5{,}3 f}\right).$$

Wir haben oben (§. 404) auf einen Quadratfuß Heizfläche stündlich 4 Pfund Dampf gerechnet; daher ist hier

$f = \frac{1}{4}$ Quadratfuß

und

$$\eta = 0{,}9\ (1 - e^{-1{,}33}) = 0{,}9 . (1 - 0{,}2645) = 0{,}66;$$

machen wir aber die Heizfläche noch ein Mal so groß, setzen also $f = \frac{1}{2}$, so fällt

$$\eta = 0{,}9\ (1 - e^{-2{,}66}) = 0{,}9 . (1 - 0{,}093) = 0{,}81$$

aus, und machen wir dagegen die Heizfläche nur halb so groß als erst, setzen also $f = \frac{1}{8}$, so erhalten wir:

$$\eta = 0{,}9\ (1 - e^{-0{,}665}) = 0{,}9 . (1 - 0{,}514) = 0{,}9 . 0{,}486 = 0{,}44.$$

Man ersieht hieraus, daß es zur Erzielung einer vortheilhaften Dampferzeugung nöthig ist, eine große Heizfläche anzuwenden.

Wenn man die Temperatur im Dampfkessel $t = 140$ Grad annimmt, so ist im ersten Falle die Temperatur der Erwärmungsluft beim Eintritt in den Schornstein:

$$t_1 = t + (t_2 - t)\, e^{-1{,}33}$$

$$= 140 + 1060 . 0{,}2645 = 140 + 280 = 420^0,$$

ferner im zweiten:

$$t_1 = 140 + 1060 . 0{,}093 = 140 + 99 = 239^0,$$

dagegen im dritten:

$$t_1 = 140 + 1060 . 0{,}514 = 140 + 545 = 685^0.$$

Natürlich haben diese Temperaturen einen großen Einfluß auf die nöthigen Dimensionen der Schornsteine, und es ist hiernach leicht zu ermessen, daß es zweckmäßig sein kann, bei einer sehr niedrigen Temperatur der abströmenden Erwärmungsluft den erforderlichen Zug derselben durch einen Ventilator zu unterstützen (s. einen dahin einschlagenden Artikel vom Herrn Prof. Zeuner im „Civilingenieur“ Bd. 4).

Speiseapparate. Zu einem Dampfkessel gehören noch besondere Apparate zum Speisen des Kessels mit Wasser, zur Ableitung des Dampfes, zum Reguliren der Dampferzeugung, zum Sicherstellen vor dem Zerspringen des Kessels u. s. w.; von ihnen wird nun die Rede sein. §. 424

Das Speisen eines Dampfkessels muß so gleichförmig wie möglich vor sich gehen, in nicht zu großen Mengen auf einmal und mit möglichst reinem und warmem Wasser erfolgen. Aus letzterem Grunde wärmt man das Wasser durch besondere im Fuchse oder Schornsteine u. s. w. angebrachte Röhren an, oder verwendet hierzu einen Theil des Condensationswassers. Wird in dem Kessel Dampf von niedrigem Drucke erzeugt, dessen Spannung den Atmosphärendruck nur $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{5}$ übertrifft, so genügt zur Einführung des Wassers in den Kessel ein einfaches Rohr; bei einem Kessel mit Dämpfen von Hochdruck hingegen muß das Speisewasser durch eine Pumpe zugedrückt werden, weil eine bloße Speiseröhre zu lang ausfallen würde.

Das Speiserohr (franz. le tube d'alimentation; engl. feed pipe) geht von oben durch den Kesselraum hindurch und endigt etwa $\frac{1}{2}$ Fuß über dem Kesselboden, möglichst entfernt von dem eigentlichen Feuerherde. Um das Speisen mit Wasser zu reguliren, d. i. um immer so viel Wasser zuzuleiten, als durch Dampfbildung verbraucht wird, wendet man gewöhnlich einen Schwimmer (franz. flotteur; engl. float) an, der mit dem Wasserspiegel im Kessel steigt und sinkt, und dabei den Zutritt des Wassers zum Kessel versperrt oder herstellt.

Die Einrichtung eines Speiseapparates für Dampfkessel mit Dämpfen von niedrigem Drucke führt Fig. 648 (a. f. S.) vor Augen. Hier ist A der Wasserbehälter, welchem das Wasser zugeführt wird, BC die etwa 8 Fuß lange Speiseröhre, D der Dampf und E das Wasser im Kessel, sowie F der Schwimmer aus Kalk- oder Sandstein, der etwas mehr als zur Hälfte ins Wasser eintaucht. Ferner ist ab ein um c drehbarer Hebel, an welchem einerseits der Schwimmer und andererseits ein Gewicht G aufgehängt, zugleich aber auch ein kegelförmiges Ventil e befestigt ist. Wenn nun der Wasserspiegel und mit ihm der Schwimmer sinkt, so wird der Hebel ab mittels des bei f durch eine Stopfbüchse gehenden Kupferdrahtes aF nieder-

und folglich bei *d* aufgezogen, und somit *e* gehoben, so daß nun neues Wasser eintreten kann; wenn hingegen *F* mit dem Wasser steigt, so erhält

Fig. 648.

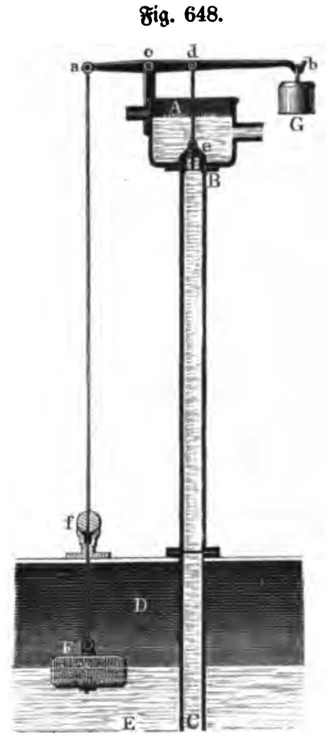
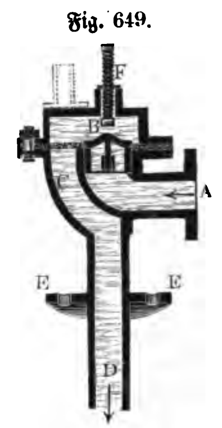


Fig. 649.



G das Uebergewicht, es geht der Hebel bei *d* nieder und verschließt daher den Eintritt des Wassers in den Kessel durch das Ventil *e*.

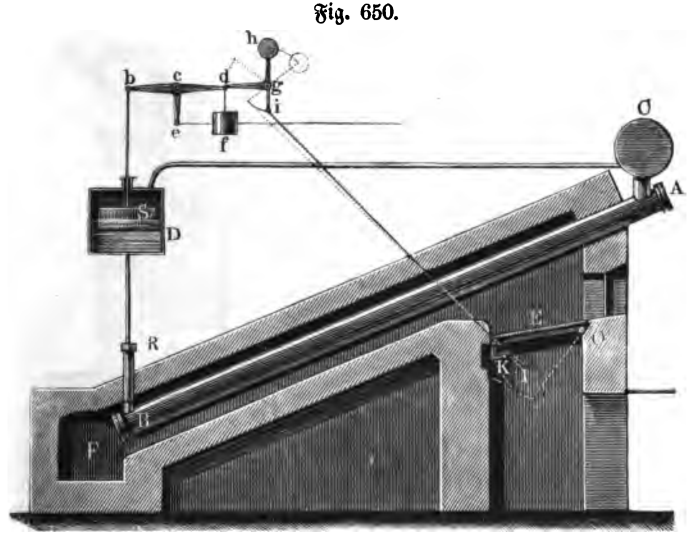
Bei den Hochdruckmaschinen ist die Einführung des Speisewassers schwerer, weil sich hier eine bedeutende Dampfkraft demselben entgegensetzt; deshalb wird auch hierzu eine besondere Pumpe, die sogenannte Speisepumpe (franz. pompe d'alimentation; engl. feed pump), nöthig. Da später an einem anderen Orte die Pumpen besonders abgehandelt werden, so genüge die Bemerkung, daß die Vorrichtung in einer einfachen Druckpumpe mit Mönchskolben besteht. Die Speiseröhre, welche hierbei in Anwendung kommt, ist in Fig. 649 abgebildet. Bei *A* wird das Wasser durch die Pumpe zugedrückt, *B* ist ein Ventil, durch welches es hindurchgehen muß, um in die eigentliche Speiseröhre *CD* zu gelangen, mit der Flantsche *EE* sitzt die Röhre auf dem Kessel auf. Um den Hub des Ventiles *B* zu reguliren, ist in dem Deckel *C* eine Stellschraube *F* angebracht, gegen welche das Ventil beim Oeffnen anschlägt.

Die Speisevorrichtung wird in der Regel nicht durch die Maschine, sondern durch den Heizer regulirt, der nach dem Stande des Wassers in dem Kessel eine Hahnstellung vornimmt, und dadurch den Zutritt des Wassers nach Befinden verstärkt oder schwächt. Man hat zwar auch bei Hochdruck-

maschinen Schwimmer zum Selbstreguliren des Speisens angewendet, da sie aber zu viel Aufsicht erfordern und ihren Dienst oft versagen, so zieht man das Reguliren mit der Hand gewöhnlich vor.

Anmerkung. Bei den Henschel'schen Dampfkesseln wird das Speisen des Kessels mit Wasser durch einen Schwimmer regulirt. Die ganze Anlage eines solchen Kessels führt Fig. 650 vor Augen. *AB* ist eine 6 bis 12 Zoll weite und circa 10 bis 20 Fuß lange Sieberöhre, und neben derselben liegen nach

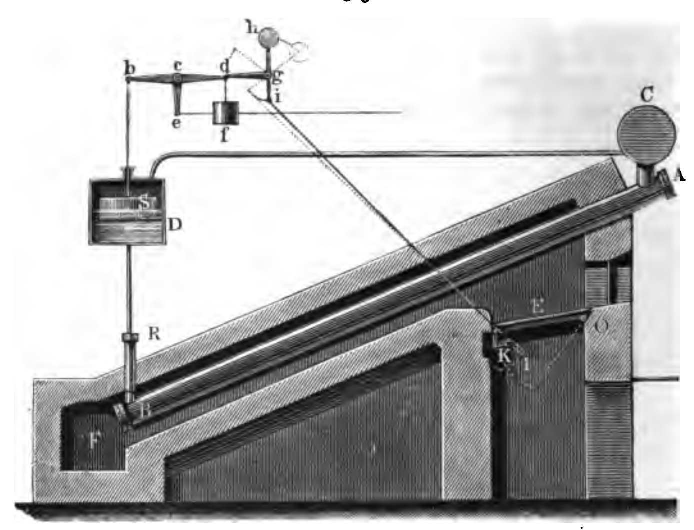
Fig. 650.



befinden noch mehrere vollkommen gleiche Sieberöhren. Unten bei *B* tritt das Speisewasser ein, und *C* ist die horizontale Röhre, worin der sich bei *D* erzeugende Dampf gesammelt wird. Die im Feuerraume sich bildende warme Luft umgiebt bei ihrer Bewegung durch den unter 24^0 Neigung sich niederziehenden Canal *EF* die Sieberöhren vollständig, und gelangt unten bei *F* in den Schornstein. Der Rost *E* ist um eine horizontale Axe *O* drehbar und wird am anderen Ende durch den oberen Arm eines kleinen Winkelhebels *K* unterstützt. Ferner ist *R* eine von den Röhren, welche das Speisewasser den einzelnen Sieberöhren zuführen. Zum Reguliren dieses Zuführens dient nun aber ein mit Blech eingefaßter Stein *S*, der auf dem in einem gußeisernen Gefäße *D* eingeschlossenen Speisewasser schwimmt. Damit er dies kann, wird ein um *c* drehbarer Doppelhebel *bed* angewendet, der mittels Drähte auf der einen Seite den Schwimmer *S* und auf der anderen das Gegengewicht *f* trägt und durch den Arm *ce* u. s. w. mit dem Saugventil der Speisepumpe in Verbindung gesetzt ist. Wenn es an Wasser in der Speiseröhre fehlt, so sinkt *S* und es wird mittels *ce* das Saugventil der Speisepumpe in den Stand gesetzt, sein Spiel zu verrichten; wenn aber Wasser im Ueberfluß vorhanden ist und *S* steigt, so hebt der Arm *ce* das Saugventil in die Höhe, und es ist dadurch die Pumpe außer Stand gesetzt, Wasser in den Kessel zu drücken. Sollte endlich die Dampfentwickelung sehr heftig vor sich gehen und eine gewisse Grenze überschreiten, so würde das Armende *d* den

Arm dg eines um g drehbaren und mit einem Gegengewichte h versehenen Winkelhebels dgi emporheben, und dabei eine Stange il aufziehen, welche

Fig. 651.



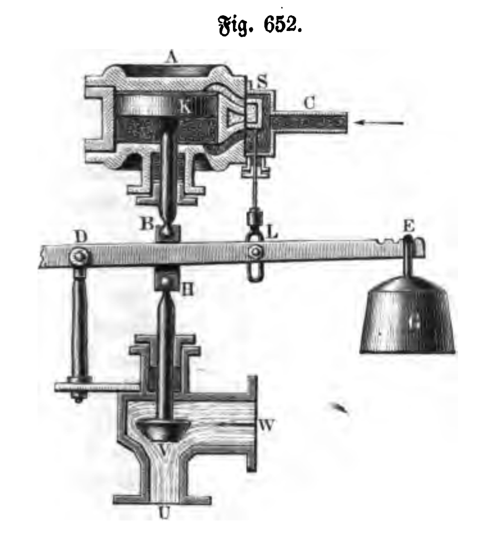
mittels eines länglichen Gliedes den unteren Arm des Winkelhebels K erfaßt; dabei würde der obere Arm dieses Hebels unter dem äußersten Ende des Rostes weggleiten, dieser nun, seiner Stütze beraubt, niederfallen und den Brennstoff in den Aschenfall ausschütten, und dadurch endlich die Gefahr einer weiteren Ueberhitzung der Dämpfe beseitigt sein. Nach Henschel vereinigt ein solcher Dampferzeugungsapparat viele Vorzüge in sich; doch möge hier nur Folgendes hervorgehoben werden. Der Apparat bedarf nur einen kleinen Heizfläche von 4 Quadratfuß pr. Pferdekraft, die Dampferzeugung geht sehr schnell vor sich, die Abwartung und Reinigung dieses Kessels ist leicht zu vollziehen und die Sicherheit desselben ist sehr groß, zumal da sich aus dem kleinen Füllungsquantum keine große Menge überhitzter Dämpfe bilden und die Fläche, wo die Ueberhitzung statthaben kann, nur klein ist. Auf der anderen Seite wirft man aber auch diesen Kesseln vor, daß bei ihrer kleinen Wasserfläche die Dämpfe viel unverdampftes Wasser mit fortreißen.

§. 425 **Neuere Speiseapparate.** In neueren Zeiten sind statt der gewöhnlichen Speiseapparate mit Speisepumpen verschiedene selbstthätige Speiseapparate zur Anwendung gekommen. Unter anderen der Speiseapparat von Auld, sowie der von Jolly und von Brière, insbesondere aber der Injector oder Speiseapparat von Giffard.

Der selbstthätige Regulator zur Kesselspeisung von Jolly (s. Armengaud's Génie industriel, Juli 1865, auch Dingler's Journal Bd. 178) besteht in der Hauptsache in einer kleinen Dampfmaschine ABC, Fig. 652,

deren Schieber S mittels der stellbaren Stangen SL an den um D drehbaren Hebel DE eines Schwimmers (s. §. 427) angeschlossen ist, und deren Kolben K mittels der articulirten Stangen KB und HV das Ventil V aufhebt und niederläßt. Das Gewicht G äquilibirt den (in der Abbildung nicht dargestellten) Schwimmer im Innern des Dampfkessels. Wenn beim Mangel an Wasser im Kessel der Schwimmer niedergeht, so steigt der Hebel desselben auf der Seite des Gewichtes G und es hebt der Arm DE den Schieber S mittels der Stange LS empor. Bei der hierbei eintretenden oberen Stellung des Schiebers kann der Dampf von C durch die Dampfkammer hindurch und unter den Kolben K strömen, welcher nun sammt dem Eintrittsventil vom Dampfdruck emporgehoben wird. Hierbei wird nun die Communication zwischen der bei W angeschlossenen Speisepumpe und der bei U nach dem Kessel führenden Speiseröhre hergestellt und dem Speisewasser der Zutritt in den Kessel gestattet. Ist später das Speisewasser im Uebermaß zugeflossen und der Schwimmer auf eine gewisse Höhe gestiegen, so zieht der nun sinkende Hebelarm DE den Schieber wieder herab und der jetzt über den Kolben K tretende Dampf schiebt hierauf denselben sammt dem Ventil V nieder, wobei der weitere Zufluß des Speisewassers wieder aufgehoben wird.

Fig. 652.

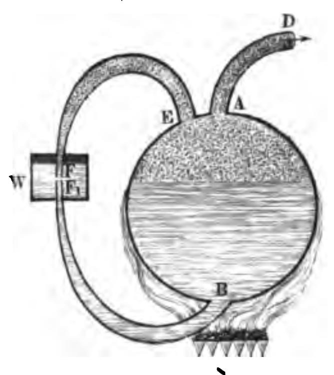


Ein anderer selbstthätiger Speiseapparat von Brière, beschrieben in Armengaud's Génie industriel, 1866, sowie in Dingler's Journal, Bd. 180.

Der Injector oder die Giffard'sche Speisepumpe. Wenn man aus dem Dampfkessel AB, Fig. 653 (a. f. S.), nicht bloß durch das Dampfrohr AD, sondern auch durch ein zweites Rohr EF Dampf abführt, so kann man durch den letzteren das nöthige Speisewasser in den Kessel drücken lassen. Es ist hierzu nur nöthig, daß sich das Rohr EF in ein conisches Mundstück endige, daß ferner die Speiseröhre F_1B mit einem in der Einmündung nur wenig weiteren, conisch divergenten Einmündungsstück §. 426

versehen ist, und daß endlich beide Mundstücke unter Wasser und so gegen einander gestellt werden, daß nur ein schmaler Raum zwischen den Mündungsebenen übrig bleibt. Es fließt dann der ausströmende Dampf mit einer so großen Geschwindigkeit aus F in die Röhre F_1B, wobei er nicht allein das sich aus demselben bildende Wasser, sondern auch das von der Atmosphäre durch den ringförmigen Spalt zugedrückte Wasser in den Kessel treibt.

Fig. 653.



Ist $Q\gamma$ das Gewicht des durch den Zwischenraum zwischen F und F_1 zuströmenden und in Dampfform durch die Röhre AD abzuführenden Wasserquantums, sowie $Q_1\gamma$ das Gewicht des durch die Röhre EF aus dem Kessel abzuführenden Dampfquantums, und bezeichnet h die den Druck im Dampfkessel messende Höhe einer Wassersäule, so läßt sich der zur Einführung des Kesselwassers nöthige Arbeitsaufwand

$$L = (Q + Q_1)h\gamma \text{ setzen.}$$

Annähernd ist das Arbeitsvermögen des abströmenden Dampfes:

$$L_1 = Q_1\gamma \cdot \frac{v^2}{2g} = Q_1\gamma . \mu h = Q_1 \mu h \gamma,$$

wenn μ das specifische Dampfvolumen und v die Geschwindigkeit des unter der Druckhöhe h ausfließenden Dampfes bezeichnet. Setzt man nun $L_1 = L$, so folgt

$$\mu Q_1 = Q + Q, \text{ und daher}$$

$$Q_1 = \frac{Q}{\mu - 1},$$

wofür $Q_1 = \frac{Q}{\mu}$ gesetzt werden kann.

Wegen der Abkühlung des Dampfes beim Ausfluß und der Berührung desselben mit dem Speisewasser fällt jedoch Q_1 viel kleiner aus als $\frac{Q}{\mu}$. Hat das bei W zuströmende Speisewasserquantum Q die Wärme t und das bei F_1 eintretende Gesammtwasserquantum $Q + Q_1$ die Temperatur t_1, so läßt sich, indem man den Wärmeverlust von Q_1 gleich dem Wärmegewinn von $Q + Q_1$ und die latente Wärme des zuströmenden Dampfes wenigstens annähernd $= 640$ Grad annimmt,

$$Q_1 (640 - t_1) = Q(t_1 - t) \text{ setzen.}$$

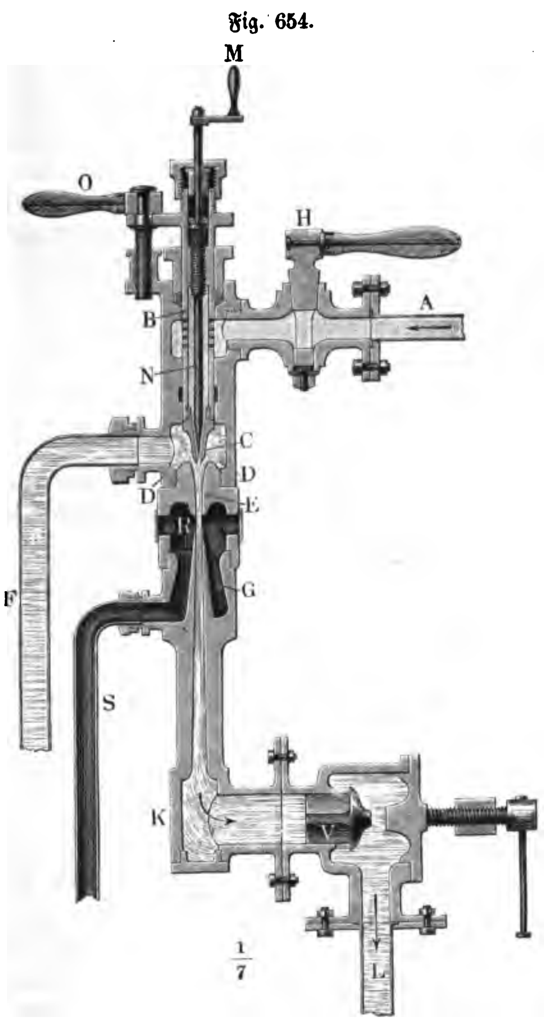
Hiernach folgt

$$Q_1 = \left(\frac{t_1 - t}{640 - t_1}\right) Q.$$

Ist z. B. die Temperatur des zugeführten Speisewassers $t = 15^0$, und die des durch den zuströmenden Dampf angewärmten und direct nach dem Kessel geleiteten Speisewassers, $t_1 = 60$ Grad, so fällt das circulirende Dampfquantum

$$Q_1 = \frac{45}{580} Q = \frac{Q}{13} \text{ aus.}$$

Fig. 654.



Die weitere Ausführung der Theorie des Injectors ist ein Gegenstand der mechanischen Wärmetheorie.

Die specielle Einrichtung eines solchen Speiseapparates führt der Durchschnitt in Fig 654 (a. vor. S.) vor Augen. Das Rohr A steht mit dem Dampfraume des Dampfkessels in Verbindung und führt bei geöffnetem Hahne H den Dampf durch eine Menge Löcher in die Röhre BC mit dem conischen Mundstücke C. Letzteres mündet in einer als Condensator dienenden Kammer DD aus, welche durch das Saugrohr F mit dem Speisewasserbassin communicirt und mit einem conoidischen Mundstück E versehen ist, durch welches nicht allein das mittels des aus C austretenden Dampfstrahles durch die Röhre F angesaugte, sondern auch das Wasser, welches aus der Condensation des Dampfes hervorgeht, abströmt. Ein anderes nach oben gerichtetes conisches Mundstück G fängt den aus E kommenden Wasserstrahl auf und leitet denselben in die Röhre K, welche durch die Röhre L mit dem Wasserraume des Dampfkessels communicirt. Es ist hiernach leicht zu ermessen, daß auf diese Weise der bei C ausströmende Dampf nach seiner Condensation auf dem Wege GKL einen stetigen Wasserstrom in den Kessel leitet. Das Reguliren der Dampfmenge erfolgt durch eine Kurbel M, welche mittels eines in einer conischen Spitze auslaufenden Dornes N in das Mundstück C der Röhre BC beliebig tief hineingeschoben werden kann, sowie das Reguliren der Speisewassermenge, durch eine andere Kurbel O, mittels welcher die Röhre BC gehoben und gesenkt, folglich auch der Abstand ihrer Ausmündung von dem Boden der Kammer DD beliebig vergrößert und verkleinert werden kann. Das überflüssige Speisewasser, welches nicht in das Mundstück G eintritt, sammelt sich in der Kammer R und fließt durch die Röhre S ab.

Anmerkung. Ueber den von Türk verbesserten Injector handelt Gagg im Civilingenieur Bd. XI. Der patentirte Injector von Schäffer und Budenberg ist beschrieben in Dingler's Journal Bd. 182.

§. 427 **Wasserstandszeiger.** Bei jedem Dampfkessel müssen ferner Apparate angebracht sein, welche uns über den Stand des Wassers in demselben die nöthige Auskunft geben. Es sind dies Schwimmer, Probirhähne und Wasserstandsröhren.

Der Schwimmer oder das Schwimmniveau (franz. niveau au flotteur; engl. float gauge) besteht aus einem doppelarmigen Hebel ABC, Fig. 655, an welchem einerseits ein eiserner oder steinerner Schwimmer S, andererseits aber ein Gewicht G, angehängt ist. Die Drehungsaxe C, Fig. 656, ist entweder schneidig wie bei einem Wagebalken, oder sie wird durch zwei Stahlspitzen gebildet, welche AB mittels einer eingesetzten Nuß erfassen. Das Lager D wird gewöhnlich auf den Speiseapparat F auf-

gesetzt. Um den Stand des Schwimmers genau anzugeben, wird ein Zeiger *Z* an den Hebel angesetzt, der über einer festen Scala *E* hinläuft. Uebrigens ersieht man noch aus der Figur in *XX'* den Wasserspiegel und in *H* die Stopfbüchse für den Kupferdraht, woran der Schwimmer hängt.

Fig. 655.

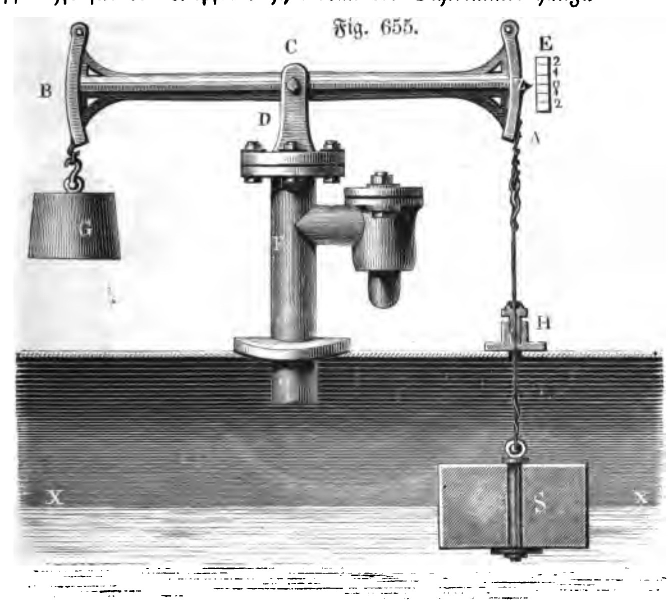
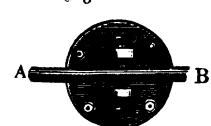


Fig. 656.



Zuweilen verbindet man mit dem Schwimmer eine Warn- oder Sicherheitspfeife (franz. siflet à vapeur; engl. steam whistle), durch die der Dampf bläst, wenn der Wasserspiegel mit dem Schwimmer zu tief gesunken ist.

Die Probir- oder Wasserstandshähne (franz. robinets de niveau; engl. gauge cocks) geben nur dann den Wasserstand im Dampfkessel mit einiger Sicherheit an, wenn die Wallungen des Wassers in demselben nicht sehr groß sind, was jedoch nur bei großen Kesseln und bei niedrigem Dampfdrucke eintritt. Von diesen hat man deren stets zwei (zuweilen sogar drei), der eine mündet etwa 2 Zoll unter und der andere eben so viel über dem mittleren Wasserniveau ein; so lange daher der Wasserspiegel zwischen diesen Mündungen steht, wird bei Eröffnung durch den einen Wasser und durch den anderen Dampf ausströmen. Man hat horizontale und auch verticale Wasserstandshähne; jene münden an der Stirnfläche, diese aber an der Decke des Kessels aus. Fig. 657 (a. f. S.) zeigt in *A* die Seitenansicht und in *B* die vordere Ansicht von den Hähnen der ersten

Art. In Fig. 658 hingegen sind die zwei verticalen Wasserstandshähne *A* und *B* mit dem nöthigen Holzschlüssel *C* abgebildet. Man ersieht, daß *B* über und *A* unter dem Wasserspiegel *XX* einmündet.

Am sichersten erkennt man den Wasserstand an einer **Wasserstandsröhre** (franz. niveau à tube de verre; engl. glass gauge). Die Einrichtung eines solchen Wasserstandszeigers ist aus Fig. 659 zu ersehen. *A* ist die Glasröhre, *B* und *C* sind die metallenen Communicationsröhren,

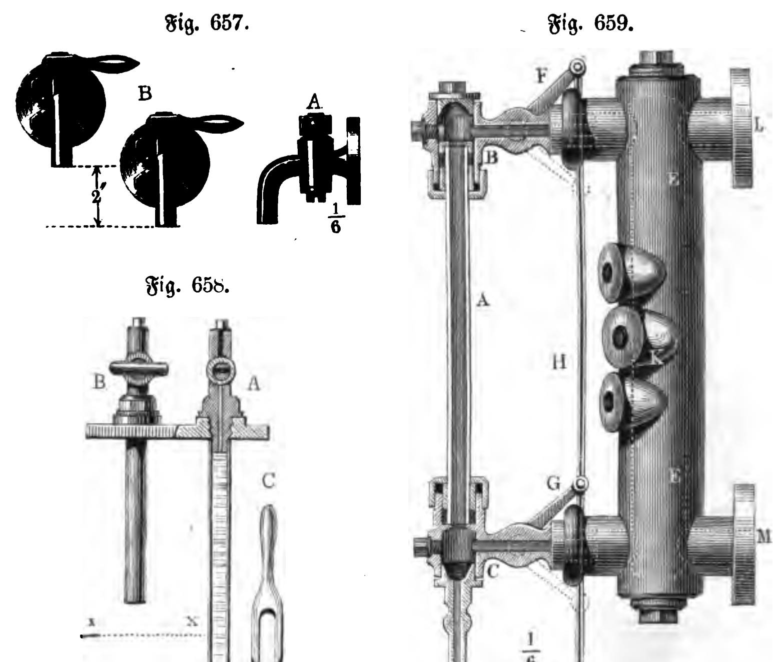


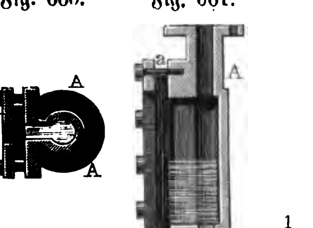
Fig. 657. Fig. 658. Fig. 659.

wovon die untere in den Wasser- und die obere in den Dampfraum einmündet. *F* und *G* sind zwei durch eine Stange *H* verbundene Hebel, wodurch die Hähne in Bewegung gesetzt und die Communication der Glasröhre mit dem Kessel hergestellt und aufgehoben werden kann; endlich sind noch in der Röhre *EE*, welche die beiden bei *L* und *M* in den Kessel einmündenden Hahnstücke mit einander verbindet, die Ansetzstücke *K* für drei Probirventile angebracht.

Wegen der Zerbrechlichkeit und wegen des leichten Verstopfens und Trübewerdens werden die Wasserstandsröhren nicht so oft angewendet, als sie es in anderer Beziehung verdienen; dagegen empfiehlt **Scholl** in seinem „Führer des Maschinisten" einen Wasserstandszeiger, von dem Fig. 660

einen horizontalen, sowie Fig. 661 einen verticalen Durchschnitt und Fig. 662 die vordere Ansicht desselben vorstellt. Das Ganze bildet einen Messingkasten

Fig. 660. Fig. 661. Fig. 662.





A B, der von unten mit dem Wasser- und von oben mit dem Dampfraume im Kessel communicirt, und nur von vorn durch zwei dicke Glastafeln *G* begrenzt wird. Auch bringt man in der neueren Zeit statt der Glastafeln Glasprismen zur Anwendung.

Manometer. An jedem Kessel ist ferner wenigstens eine Vorrichtung nöthig, welche die Dampfspannung anzeigt, um vorzüglich darnach die Feuerung reguliren zu können. Diese Vorrichtungen sind die Manometer oder Dampfmesser (franz. manomètres; engl. steam gauges) und Ventile. §. 428

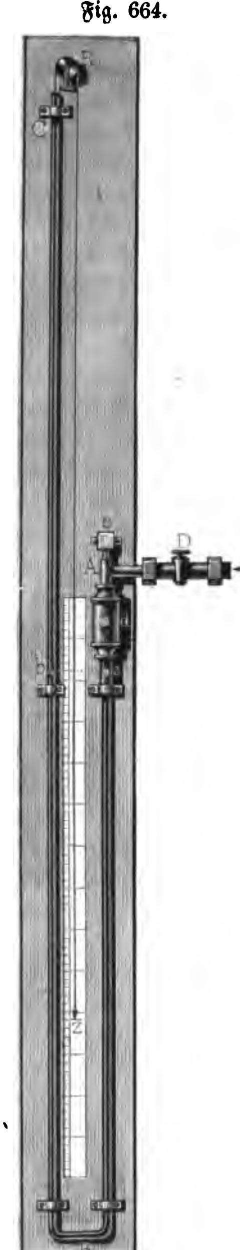
Die Manometer sind entweder offene (franz. à air libre; engl. with open leg) oder verschlossene Luftmanometer (franz. à air comprimé; engl. with compressed air). Von beiden ist schon in Band I, §. 386 und 394, die Rede gewesen, weshalb hier nur noch Ergänzungen, betreffend die besondere Anwendung bei Dämpfen, zu machen sind. Man verwendet zu diesen Instrumenten nicht gern Glasröhren, weil dieselben sehr zerbrechlich sind und weil sie bei der Dunkelheit des Ortes, wo sie gewöhnlich stehen, kein bequemes Erkennen des Quecksilberstandes zulassen, um so mehr, da sie durch Absätze aus dem Quecksilber leicht trübe werden. Dagegen bedient man sich gewöhnlich eiserner Röhren und läßt sich den Quecksilberstand in denselben durch Schwimmer angeben.

Fig. 663.



Die Durchschnittszeichnung eines Gefäßmanometers mit Schwimmer giebt Fig. 663. Es ist *AB* das eiserne Quecksilbergefäß, *C* die Röhre, wodurch es mit dem Dampfkessel communicirt, *DE* die eiserne Manometerröhre, *S* der Schwimmer und *Z* der Zeiger, welcher mit dem Schwimmer durch eine über der Leitrolle *R* liegende Schnur verbunden ist und den Quecksilberstand in der Röhre *DE* auf einer Scala anzeigt.

Fig. 664.



Ein **Hebermanometer** ist in Fig. 664 abgebildet. ABC ist die heberförmige Röhre, welche sich auf der einen Seite an das mit Wasser gefüllte Gefäß Aa anschließt, auf der anderen Seite in die freie Luft ausmündet, übrigens aber bis a und b mit Quecksilber gefüllt ist. Der Dampf wird durch die Röhre DA über das Wasser in Aa geführt, und indem er dieses niederdrückt, wird das Quecksilber im Schenkel aB zum Sinken und das im Schenkel BC zum Steigen genöthigt. Der Stand des letzteren läßt sich aber an einer Scala mittels eines Zeigers Z beobachten, der durch eine, über einer kleinen Rolle R liegenden seidenen Schnur mit einem kleinen metallenen Schwimmer in der Quecksilbersäule verbunden ist.

Es ist hierbei die Frage, um welche Höhe x steigt der Quecksilberspiegel in dem Schenkel BC oder sinkt der äußere Zeiger Z, wenn der Dampf mit einer gewissen Kraft p auf den Wasserspiegel im ersten Schenkel aB drückt? Bei gleicher Weite beider Schenkel sinkt die Oberfläche des Quecksilbers im ersten Schenkel ebenso viel als die im zweiten steigt, es ist folglich der Niveauabstand zwischen beiden Oberflächen $= 2x$, und ist nun der Barometerstand $= b$, so hat man den von unten nach oben wirkenden Druck der Quecksilbersäule $= 2x + b$. Der Gegendruck von oben nach unten bestimmt sich aber aus der als constant anzusehenden Höhe h der Wassersäule in dem weiten Gefäße, aus der Höhe x der in den ersten Schenkel eingedrungenen Wassersäule, dem specifischen Gewichte ε des Quecksilbers und der Dampfpressung p, gemessen durch die Höhe einer Quecksilbersäule:

$$= p + \frac{h + x}{\varepsilon},$$

es ist also zu setzen:

$$2x + b = p + \frac{h + x}{\varepsilon},$$

und folgt daher:

$$x = \frac{\varepsilon (p - b) + h}{2 \varepsilon - 1}.$$

Drücken wir p in Atmosphären, h und x aber in Zollen aus, so erhalten wir, da noch $\varepsilon = 13,6$ ist,

$$x = \frac{13,6 . 29 (p - 1) + h}{26,2} = 15,09 (p - 1) + 0,0382 h \text{ Zoll.}$$

Hiernach folgt, wenn man den Nullpunkt $0,0382 h$ über den Punkt (b) der Röhre BC setzt,

für $p = 1$	$^5/_4$	$^3/_2$	$^7/_4$	2	3	4	Atmosphären,
$x = 0$	3,77	7,545	11,32	15,09	30,18	45,27	Zoll.

Die Füllung des Instrumentes mit Quecksilber und das Nachgießen des Wassers erfolgt durch die mittels eines Stöpsels verschließbare Oeffnung e im Kopfe des ersten Schenkels. Damit diese Flüssigkeiten in der richtigen Quantität eingegossen werden, öffnet man während des Eingießens von Quecksilber das Loch a und nachher, während des Eingießens von Wasser, das Loch d.

Luftmanometer. Das eben behandelte Manometer mit Schwimmer wird vorzüglich bei Niederdruckkesseln angewendet, weil hier die Manometerröhre ziemlich kurz sein kann; jedoch findet man es auch bei Mitteldruckkesseln, worin Dämpfe von 3 bis 4 Atmosphären Spannung erzeugt werden, angewendet, da hier eine Röhrenlänge von reichlich 2 . 29 = 58 bis 3 . 29 = 87 Zoll ausreicht. Für Hochdruckdämpfe erhalten aber diese Manometer eine zu große Ausdehnung, und man wendet daher statt derselben auch andere Instrumente an. §. 429

Das Luftmanometer, dessen Theorie bereits in Band I, §. 394, abgehandelt worden ist, läßt sich zwar zum Ausmessen aller Dampfspannungen gebrauchen, allein wegen der Unsicherheit seiner Angaben, in Folge der Oxydation des Quecksilbers, wird es nicht sehr häufig an stehenden Dampfmaschinen angewendet. Um bei höheren Dampfspannungen nicht zu kleine Veränderungen in dem Quecksilberstande zu erhalten, verbindet man wohl mit der Manometerröhre BC, Fig. 665 (a. f. S.), ein Reservoir E, aus welchem erst dann alle Luft ausgetrieben wird, wenn die Spannung eine höhere ist. Steht z. B. bei 3 Atmosphären Spannung das Quecksilber unmittelbar über E, so nimmt es bei 6 Atmosphären die Mitte M von CE ein, und es lassen sich an einer Eintheilung von EM alle Spannungen zwischen 3 und 6 Atmosphären ablesen. Einem ähnlichen Zwecke entspricht auch das hyperbolische Manometer von Delaveye (s. Dingler's Journal, Bd. 93), das nach dem Ende zu sich immer mehr und mehr zusammenzieht, und in eine Kugel ausläuft, und die Eigenschaft hat, daß es gleiche

Veränderungen in der Dampfspannung auch durch gleiche Veränderungen in dem Quecksilberstande anzeigt.

Eine complicirte Einrichtung haben die Luftmanometer von Hofmann in Breslau (s. Verhandlungen des Vereins zur Beförderung des Gewerbefleißes in Preußen, Jahrgang 1849). Die wesentliche Einrichtung solchen Instrumentes ist aus Fig. 666 zu ersehen; es ist hier ABC eine mit dem Dampfkessel in Verbindung stehende Kupferröhre, CHD ein Hahnstück, $DEFG$ ein zweimal gebogenes Kupferrohr und KL eine sich nach oben etwas verengernde und in ein birnförmiges Ende auslaufende Glasröhre. Die eigentliche Füllung EFG dieses Instrumentes besteht aus Spiritus, außerdem ist aber auch noch eine Füllung BCD von Wasser vorhanden, welche den Dampfdruck unmittelbar aufnimmt und mittels der Luftsäule DE auf den Spiritus fortpflanzt, der wieder die Luft in der Mano-

Fig. 667.



Fig. 665.

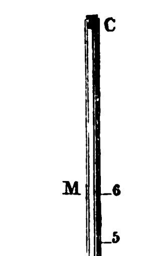
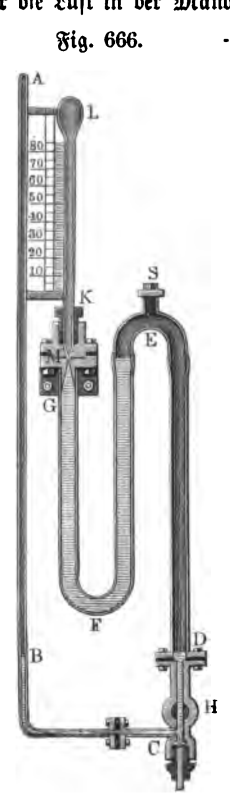
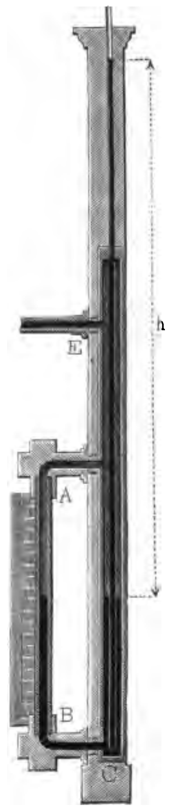


Fig. 666.





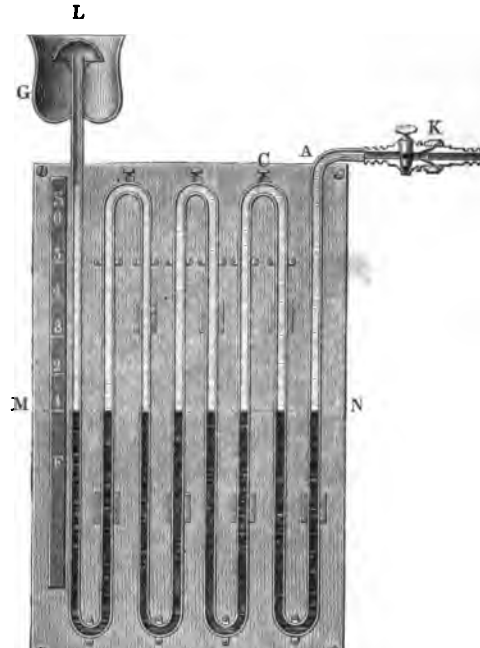
meterröhre KL zusammendrückt. Der Spiritus wird durch eine zu verstöpselnde Mündung S in solcher Menge eingefüllt, daß er durch ein feines und ebenfalls später zu verstöpselndes Loch bei M abzufließen anfängt. Wenn man den Dampfdruck kennen lernen will, so öffnet man den Dampfhahn und beobachtet an einer Scala den Stand des Spiritus in der Röhre KL. Die Eintheilung der Scala ist natürlich auf dem experimentellen Wege zu finden.

Ihrer Sicherheit wegen wendet man jetzt selbst bei hohem Dampfdrucke offene Hebermanometer an; um sie aber mit einer kleinen Scala versehen zu können, giebt man demjenigen Theile AB, Fig. 667, desselben, an welchem man den Quecksilberstand ablieſt, eine größere Weite. Ist z. B. die Weite von diesem Theile dreimal so groß als die Weite der übrigen Röhre, so fällt die Bewegung des Quecksilbers in ihm neunmal so klein als in dem anderen Schenkel CD aus; da aber die Spannung durch die Niveaudifferenz, d. i. durch die Senkung des Quecksilbers in dem einen Schenkel plus Steigung desselben im anderen gemessen wird, so ist in diesem Falle die Bewegung des Quecksilbers im weiteren Theile ein Zehntel des Niveauabstandes, d. i. es giebt der Quecksilberstand in diesem Theile die Dampfspannung zehnfach verjüngt an. Bei dem abgebildeten Manometer von Decoudun ist der weitere Theil AB unten und drückt der bei E zutretende Dampf auf das Quecksilber in demselben; bei dem von Desbordes hingegen nimmt derselbe die obere Stelle ein und es drückt die Luft zunächst auf das Quecksilber in diesem Theile.

Differenzialmanometer. Sehr geeignet zum Messen hoher Dampfspannungen sind noch die Differenzialmanometer. Ein solches Instrument besteht aus einem Systeme paralleler und unter einander verbundenen Röhren AB, BC, $CD\ldots$, Fig. 668 (a. f. S.), von welchen die unteren Hälften bis zur Linie MN mit Quecksilber, die oberen Hälften aber mit Wasser gefüllt sind. Wird nun das eine Ende K mit dem Dampfe, das andere Ende L aber mit der Luft in Communication gesetzt, so sinkt das Quecksilber im ersten, dritten, fünften Schenkel u. s. w., und steigt im zweiten, vierten, sechsten u. s. w. so weit, bis dem Dampfdrucke auf der einen und dem Luftdrucke auf der anderen Seite durch den vereinigten Quecksilber- und Wasserdruck das Gleichgewicht gehalten wird. – Sind alle Röhren gleich weit, was der Brauchbarkeit des Instrumentes wegen auch gefordert werden muß, so ist die Steighöhe x des Quecksilbers im ersten Schenkel so groß, wie die Senkung im anderen, also die Niveaudifferenz zwischen beiden $= 2x$, und ebenso groß auch die zwischen dem Quecksilber in der vierten und dritten Röhre, ferner zwischen der sechsten und fünften u. s. w. Dagegen fällt hierbei die Wassersäule in der zweiten Röhre um $2x$ kürzer §. 430

aus, als die in der ersten, ebenso die in der vierten um $2x$, als die in der dritten u. s. w. Bezeichnet nun ε das specifische Gewicht des Quecksilbers, so folgt die Höhe einer Quecksilbersäule, welche einer Wassersäule von der Höhe $2x$ das Gleichgewicht hält, $= \frac{2x}{\varepsilon}$, und daher die Spannung, welche das Eintreten der Niveaudifferenz $2x$ hervorbringt:

Fig. 668.



$$= 2x - \frac{2x}{\varepsilon}$$

$$= \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right) \cdot 2x$$

$$= \frac{2(\varepsilon - 1)}{\varepsilon} x.$$

Diese Spannung wird aber durch den Niveauabstand zwischen dem vierten und dritten Schenkel verdoppelt, ferner durch den zwischen dem sechsten und fünften verdreifacht u. s. w. Ist nun n die Anzahl der Röhrenschenkel, p die Dampfspannung am Anfange des ersten Schenkels und b der durch die Höhe einer Quecksilbersäule gemessene Luftdruck am Ende des anderen Schenkels, so hat man:

$$p = b + \frac{n}{2} \cdot \frac{2(\varepsilon - 1)}{\varepsilon} x,$$

d. i.

$$p = b + \frac{n(\varepsilon - 1)}{\varepsilon} x = b + 0{,}9266\, n x;$$

sowie

$$x = \frac{\varepsilon(p - b)}{(\varepsilon - 1) n} = 1{,}079 \frac{(p - b)}{n} \text{ Zoll},$$

oder, wenn man p in Atmosphären ausdrückt und $b = 1$ annimmt:

$$x = 31{,}29 \cdot \frac{p - 1}{n} \text{ Zoll}.$$

Bei einem Instrumente mit acht Röhren hat man z. B. für $p = 1$, $1\frac{1}{2}$, 2, 3, 4, 5, 6 Atmosphären die Manometerstände

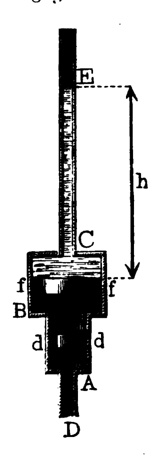
$x = 0$ Zoll, 1,955 Zoll, 3,91 Zoll, 7,82 Zoll, 11,73 Zoll, 15,64 Zoll, 19,56 Zoll.

Das Endstück FL der ganzen Schlangenröhre ist gläsern und mit einer Scala MS zum Ablesen des Quecksilberstandes eingefaßt. Damit bei einem Dampfstoße das Quecksilber nicht aus der Röhre verschüttet werde, ist dieselbe durch einen Hut L bedeckt und mit einem Gefäße G verbunden, in welchem sich das übergetriebene Quecksilber sammeln kann. Das Nähere über die Einrichtung eines solchen Instrumentes nach Richard ist im 44. Jahrgange (1845) des Bulletin de la société d'encour., sowie in den Annales des mines, T. VII, 1845, nachzulesen.

Kolbenmanometer. In der neuesten Zeit sind noch andere Manometer zum Messen des hohen Dampfdruckes vorgeschlagen und angewendet worden. Es gehört hierher vorzüglich das offene Manometer von Galy-Cazalat oder Journeux, und nächstdem das Metallmanometer von Bourdon (s. Annales des mines, IV. Sér., T. XVI, 1849, oder die Zeitschrift „der Ingenieur", Bd. II). §. 431

Das Princip, welches bei den ersteren Manometern zur Anwendung kommt, besteht in Folgendem. In dem Gefäße ABC, Fig. 669, sind zwei durch einen Stiel fest mit einander verbundene Kolben $\overline{dd}$ und $\overline{ff}$ von verschiedenen Durchmessern verschiebbar, wovon der eine den Druck des bei D zutretenden Dampfes und der andere den Druck einer Flüssigkeitssäule CE aufnimmt. Sind nun r und r_1 die Halbmesser der Kolben $\overline{dd}$ und $\overline{ff}$, ist ferner p der Dampfdruck, h der Manometerstand oder die Höhe der Flüssigkeitssäule CE, und γ die Dichtigkeit derselben, so hat man die Kraft, mit welcher jeder dieser Kolben gedrückt wird:

Fig. 669.



$$\pi r^2 p = \pi r_1^2 h \gamma,$$

und daher:

$$h = \left(\frac{r}{r_1}\right)^2 \frac{p}{\gamma},$$

z. B. für $\frac{r}{r_1} = \frac{1}{3}$:

$$h = \frac{1}{9} \frac{p}{\gamma};$$

es wird also dann eine Atmosphäre von 28 Zoll durch eine $\frac{28}{9} = 3\frac{1}{9}$ Zoll hohe Flüssigkeitssäule in CE angezeigt.

Bei dem Manometer von Journeux (Fig. 670) sind, um die Unsicherheit wegen der Kolbenreibung zu umgehen, die Kolben durch Metallscheiben $\overline{dd}$ und $\overline{ff}$ ersetzt, und es wird der Druck durch eine besondere Kolbenverbindung g von einer solchen Scheibe auf die andere übergetragen. Zum genauen Abschluß des Dampfes von Quecksilber sind die beiden Metallscheiben noch mit Scheiben von vulcanisirtem Kautschuk belegt, und damit die Luft auf die Scheibe $\overline{ff}$ eben so gut von unten als von oben drücken kann, ist in den unteren Theil des Gefäßes ein Loch o zum Eintritt der Luft gebohrt. Das Quecksilber wird mittels eines Trichters durch den Aufsatz D eingeführt.

Fig. 670.



§. 432 **Metallmanometer.** Das Metallmanometer von Bourdon besteht, wie das zuerst von Schinz construirte Metallmanometer, der Hauptsache nach aus einer gebogenen Messingröhre BEF, Fig. 671, mit elliptischem Querschnitte, deren Gestalt sich mit dem Drucke der in ihr eingeschlossenen Flüssigkeit ändert. Das eine Ende B der Röhre ist offen und

Fig. 671.



steht mit der Dampfröhre AB in Verbindung, das andere Ende F hingegen ist verschlossen und frei beweglich, und ein mit ihm durch eine stehende Welle KL verbundener Zeiger Z rückt auf einer Scala H fort, wenn sich die Röhre in Folge des Dampfdruckes in derselben streckt.

Da in Folge des Dampfdruckes der elliptische Querschnitt der Röhre sich mehr dem Kreise nähert (s. §. 411), so geht die Breite DF (Fig. 672) derselben in D_1F_1 über, wobei die Seiten DE und FG in die Lagen D_1E_1 und F_1G_1 gelangen, ferner der Querschnitt EG die Lage E_1G_1

annimmt und der Krümmungshalbmesser $CA = CB$ in $C_1A = C_1B$ übergeht, also um CC_1 größer wird.

Bei dem Metallmanometer von Schäfer und Budenberg ist die Spiralröhre durch eine wellenförmige Stahlplatte und bei dem von Gäbler

Fig. 672.

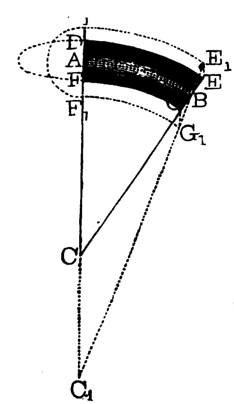
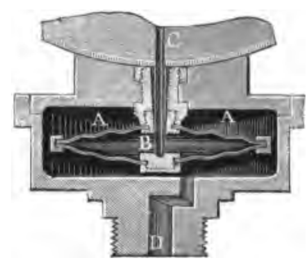


Fig. 673.



und Beitshaus durch ein linsenförmig verbundenes Plattenpaar AA, Fig. 673, ersetzt. Der bei D zutretende Dampf drückt dieses Plattenpaar zusammen, und schiebt dabei den Stift BC aufwärts, welcher wieder einen Zeigermechanismus in Bewegung setzt und dadurch die Größe des Dampfdruckes anzeigt.

Endlich sind Thermometer ebenfalls noch Vorrichtungen, welche die Spannkraft der Dämpfe anzeigen, da man mittels Formeln oder Tabellen die Expansivkraft aus der Temperatur, welche diese Instrumente anzeigen, finden kann. Man hängt diese von oben durch eine Stopfbüchse in den Kessel und schützt sie durch eine metallene Hülle vor dem Zerbrechen. Siehe Herrn Dr. H. Schefflers Monographie: die Ursachen der Dampfkesselexplosionen und das Dampfkesselthermometer.

Sicherheitsventile. Sicherheitsventile (franz. soupapes de sûreté; engl. safety valves) sind die wichtigsten Sicherheitsapparate eines Dampfkessels. Man unterscheidet innere und äußere Sicherheitsventile. Aeußere Sicherheitsventile oder Sicherheitsventile schlechtweg (franz. soupapes externes; external valves) öffnen sich nach außen, wenn der Dampfdruck im Kessel eine gewisse Grenze überschreitet, und lassen nun so lange Dampf abströmen, bis die Dampfspannung wieder unter diese Grenze herabgegangen ist, in welchem Falle sie sich von selbst wieder schließen. §. 433

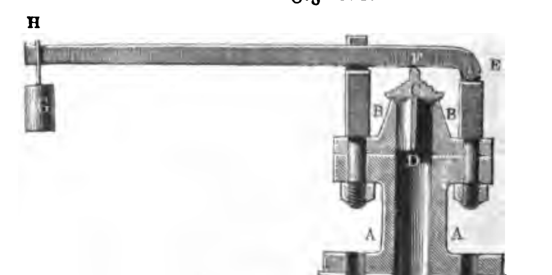
Die inneren Sicherheits- oder Luftventile (franz. soupapes internes, soupapes renversées, soupapes atmosphèriques; engl. vacuum valves, atmospheric safety valves) hingegen öffnen sich nach innen, wenn der Druck im Inneren des Kessels, vielleicht durch Abkühlung bei Unterbrechung der Feuerung, unter eine gewisse Grenze hinabgeht, und

lassen dann so lange Luft von außen nach innen strömen, bis die Spannung im Kessel beinahe dem Atmosphärendrucke gleichkommt. Während die äußeren Sicherheitsventile das Zerreißen der Dampfkessel durch den Dampfdruck verhindern sollen, haben die inneren Sicherheitsventile den Zweck, das Zerdrücken desselben durch den Atmosphärendruck zu verhindern. Man kann leicht ermessen, daß die inneren Sicherheitsventile oder sogenannten Luftventile nur dann in Wirksamkeit treten, wenn sich nach Beendigung der Feuerung eines Kessels die Dämpfe in demselben condensiren.

Nach der Art und Weise, wie die Sicherheitsventile beschwert werden, um dem Dampfdrucke das Gleichgewicht zu halten, hat man die Ventile mit directer Belastung zu unterscheiden von den Ventilen mit indirecter oder Hebelbelastung. Die Ventile der ersten Art werden vorzüglich bei mäßigen Dampfspannungen angewendet, wogegen man sich der letzteren mehr bei starken Dampfspannungen bedient, um weniger Belastung nöthig zu haben. Bei jenen liegt die einen Cylinder bildende Belastung unmittelbar auf der oberen Fläche des Ventiles, bei diesen hingegen hängt sie an dem längeren Arme eines einarmigen Hebels, und wirkt so dem am kürzeren Arme von unten nach oben auf das Ventil drückenden Dampfe entgegen. Noch hat man auch Ventile mit Federdruck; wegen der großen Veränderlichkeit der Federkraft gewähren jedoch diese nicht hinreichende Sicherheit.

Der leichteren Eröffnung wegen giebt man den Sicherheitsventilen nicht eine konische, sondern eine ebene Plattenform, und läßt sie nur auf die schmale Stirnfläche des röhrenförmigen Ventilsitzes aufruhen. Nach belgischen Vorschriften darf die Breite der ringförmigen Berührungsfläche zwischen dem Sicherheitsventile und seinem Sitze nur 2 Millimeter betragen; in Frankreich muß aber diese Breite ein Dreißigstel des Durchmessers der inneren Ventilfläche ausmachen, wenn dieser Durchmesser 30 oder mehr Millimeter mißt, ist er aber kleiner, so soll diese Breite 1 Millimeter betragen. Fig. 674 stellt ein Sicherheitsventil mit Hebelbelastung vor. AA ist das Ventilgehäuse, welches auf den Dampfkessel aufgeschraubt wird, BB der oben etwas erweiterte Ventilsitz, CD das Ventil, und zwar C die Ventilplatte,

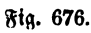
Fig. 674.

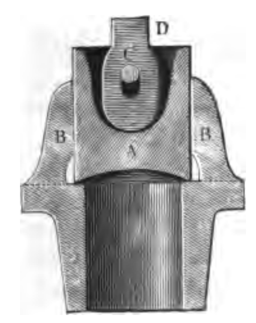


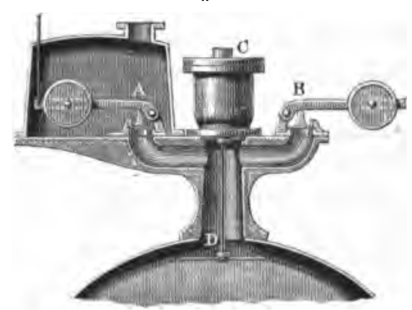


und *D* sind die zum geraden Auf- und Niedersinken nöthigen Ventilflügel; *EFH* ist der um *E* drehbare Hebel, welcher in *H* durch ein Gewicht *G* nieder- und durch das Ventil in *F* aufwärts gedrückt wird.

Fig. 675.

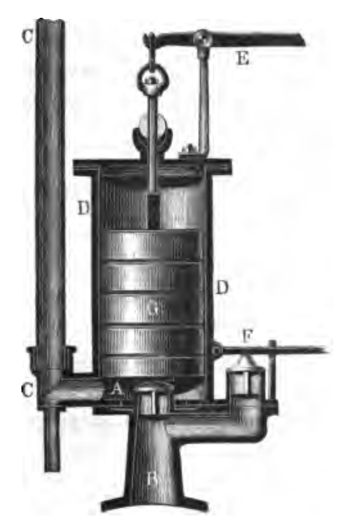

Fig. 676.





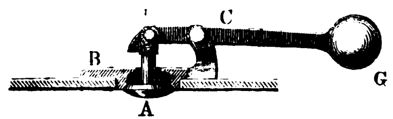
Neuere Sicherheitsventile wie *A*, Fig. 675, sind außen cylindrisch abgedreht, haben eine aus vier Backen *B, B* bestehende Führung und hängen mittels eines Bolzens *C* an der vom Ventilhebel herabhängenden Stange *D*. Ein vollständiger Sicherheitsventilapparat ist in Fig. 676 abgebildet. Beide Ventile *A* und *B* haben, wie das Ventil in Fig. 675, äußere Führungsstangen. Das Ventil *A* ist von einem Gehäuse eingeschlossen und daher dem Heizer unzugänglich; das andere Ventil ist dagegen ganz frei. In dem Gehäuse *C* befindet sich das Absperrventil und an demselben ist eine *Schutzplatte* *D* angebracht, welche das Aufsteigen des Kesselwassers in das Dampfrohr verhindern soll. Ferner stellt Fig. 677 die Durchschnittszeichnung eines Ventiles mit *directer Belastung* dar, *A* ist das Ventil, *G* sind die über eine vierkantige Ventilstange geschobenen Belastungsgewichte, *B* ist das auf dem Kessel aufsitzende und den Ventilsitz bildende Fußstück, *CC* ferner das Dampfableitungsrohr, *DD* das dem Heizer unzugängliche Ventilgehäuse, *E* ein Hebel zum Lüften und Probiren des Ventiles, und endlich *F* ein zweites dem Heizer zugängliches Hebelventil.

Fig. 677.



In Fig. 678 ist ein *Luftventil*

Fig. 678.



abgebildet. Hier ist das Ventil A durch ein Gelenk D mit dem um C drehbaren Hebel DG verbunden, und es wird dasselbe durch ein mäßiges Gewicht G am längeren Arme des Hebels ganz schwach von unten nach oben an den Ventilsitz B angedrückt.

§. 434 **Theorie der Sicherheitsventile.** Die äußeren Sicherheitsventile müssen nicht allein mit einem gewissen Gewichte beschwert werden, damit sie sich erst bei einer gewissen Dampfspannung öffnen, sondern sie müssen auch eine gewisse Größe erhalten, damit sie bei ihrer Eröffnung einen hinreichenden Dampfabfluß gewähren. Es ist wenigstens zu verlangen, daß das Abflußquantum größer sei, als die in derselben Zeit erzeugte Dampfmenge. Ueber die Ausmittelung der Belastung eines Sicherheitsventiles ist bereits in Bd. I, §. 386, das Nöthigste gesagt worden. Ist p die Dampfspannung, sowie b die äußere oder Atmosphärenspannung, und r der innere Halbmesser des Sicherheitsventiles, so hat man die Kraft, mit welcher das Ventil emporgetrieben wird:

$$P = \pi r^2 (p - b);$$

bei directer Belastung ist das Gewicht G des ganzen Ventiles dieser Kraft gleich zu machen, bei einer Hebelbelastung hingegen hat man das am Hebelarme a anzuhängende Gewicht

$$G = \frac{Pd - Qs}{a}$$

zu machen, insofern d den Hebelarm der Kraft P und Qs das statische Moment des unbelasteten Ventiles ausdrücken. Einige Unsicherheit läßt diese Bestimmung immer zurück, zumal wenn die ringförmige Berührungsfläche nicht sehr schmal ist, weil die Metallporen in der Nähe dieser Fläche nicht bloß mit atmosphärischer Luft, sondern auch, wenigstens nach innen zu, mit Dampf ausgefüllt sind, folglich die Druckfläche des Dampfdruckes noch etwas größer als πr^2 ist (s. eine Abhandlung hierüber von Cato, im polytechnischen Centralblatt, Bd. VIII, 1846).

Um die nöthige Größe der Ventilfläche zu finden, nehmen wir der mechanischen Wärmetheorie zufolge an, daß bei Eröffnung des Sicherheitsventils durch den Mündungsquerschnitt F Quadratmeter desselben, bei dem Druck von p Atmosphären, außer einer größeren Menge heißen Wassers, das Dampfquantum

$$Q = 20\, p\, F \text{ Kilogramm pr. Secunde}$$

zum Ausfluß gelange (siehe Zeuner's Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie Seite 421).

Nehmen wir ferner nach dem Obigen (siehe, §. 404) an, daß F_1 Quadratmeter Heizfläche eines Dampfkessels die Dampfmenge

$$Q = \frac{19\,F_1}{60\,.\,60} = 0{,}00528\,F_1 \text{ Kilogramm liefert,}$$

so folgt das erforderliche Verhältniß der Ventilfläche F zur Heizfläche F_1:

$$\frac{F}{F_1} = \frac{0{,}00528}{20\,p} = \frac{0{,}000264}{p}.$$

Dieser Formel zufolge ist für die

Dampfspannung $p =$	$^4/_3$	2	3	4	5	6 Atmosphären
Das Flächenverhältniß $\frac{F}{F_1} =$	0,0001980	0,0001320	0,0000880	0,0000660	0,0000528	0,0000440

Je größer also der Dampfdruck ist, je kleiner fällt die erforderliche Größe der Fläche des Sicherheitsventils aus.

Nach der preußischen Verordnung soll $\frac{F}{F_1}$ wenigstens $^1/_{3000}$ sein; es ist also hier beim Niederdruck von $^4/_3$ Atmosphäre eine ($^1/_{3000}$: 0,000198) $= \frac{1}{0{,}594} = 1{,}68$, d. i. nahe $^5/_3$ fache Sicherheit vorhanden, und dieselbe bei hohen Dampfspannungen noch größer.

Die französischen „Ordonnances“ schreiben vor, den Ventildurchmesser nach der von Thrémery auf dem Wege der Empirie gefundenen Formel

$$d = 2{,}6\sqrt{\frac{F_1}{p - 0{,}412}} \text{ Centimeter}$$

zu bestimmen, so daß hiernach, da F_1 in Quadratmetern auszudrücken ist,

$$\frac{F}{F_1} = \frac{(0{,}026)^2\,.\,\pi}{4\,(p - 0{,}412)} = \frac{0{,}000531}{p - 0{,}412},$$

also für $p = {}^5/_4$

$$\frac{F}{F_1} = 0{,}000634 = \frac{1}{1577}$$

folgt.

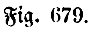
Damit die Sicherheit noch mehr erhöht werde, wendet man zwei Sicherheitsventile, jedes von der vorgeschriebenen Größe, an und setzt dieselben an den entgegengesetzten Kesselenden auf.

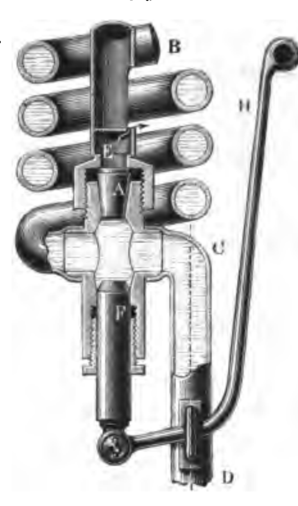
Um ein Sicherheitsventil dem Heizer unzugänglich zu machen, kann man nach Fairbairn den Hebel desselben im Innern des Kessels aufhängen.

Leichtflüssige, aus Blei, Wismuth und Zink bestehende und in die Kessel-

wand eingesetzte Metallplatten oder Stöpsel sind unbequem und sogar nicht immer genügende Sicherheitsvorrichtungen.

Hierher gehört auch der in Fig. 679 abgebildete **Warner** von **Black**, welcher durch Schmelzen eines bei 100 Grad schmelzbaren conischen Pfropfes dem Tiefersinken des Kesselwassers eine Grenze setzt. Dieser Apparat besteht aus einem Kupferrohr BCD, welches unten in den Dampfkessel D führt, und oben durch den schmelzbaren Pfropf A geschlossen ist. Wenn der Wasserspiegel im Kessel so tief sinkt, daß die Mündung D frei wird, so fließt das Wasser aus der Röhre CD ab und es füllt sich dieselbe mit Dampf, durch welchen der Pfropf zum Schmelzen gebracht wird. In Folge dessen strömt nun Dampf durch eine über A sitzende Dampfpfeife E und zeigt dadurch den entstandenen Mangel an Kesselwasser an. Durch die Schlangenform der Röhre BC bewirkt man, daß das Wasser in derselben nur eine Temperatur von 40 bis 50 Grad annimmt. Hebt man später den Kolben F mittels des Hebels H empor, so kann man dadurch die durch das Schmelzen des Pfropfes entstandene Höhle wieder mit einem neuen Pfropf ausfüllen.


Fig. 679.



Beispiel. Welche Dimensionen sind den beiden Sicherheitsventilen eines Dampfkessels zu geben, durch welchen man stündlich 500 Pfund Dampf von 4 Atmosphären Spannung erzeugen will? Die nöthige Heizfläche ist

$$F_1 = \frac{1}{4} \cdot 500 = 125 \text{ Quadratfuß},$$

folglich nach preußischen Vorschriften jede Ventilfläche:

$$F_1 = \frac{F_1}{3000} = \frac{125}{3000} = 0{,}04167 \text{ Quadratfuß},$$

und daher der Ventildurchmesser:

$$d = \sqrt{\frac{4 \cdot 0{,}04167}{\pi}} = 0{,}23 \text{ Fuß} = 2\frac{3}{4} \text{ Zoll}.$$

Nach französischen Gesetzen hingegen hat man

$$d = 2{,}6 \sqrt{\frac{125 \cdot 0{,}0985}{4{,}000 - 0{,}412}} = 2{,}6 \sqrt{\frac{12{,}3125}{3{,}588}} = 4{,}82 \text{ Centimeter} = 1\frac{5}{6} \text{ Zoll}.$$

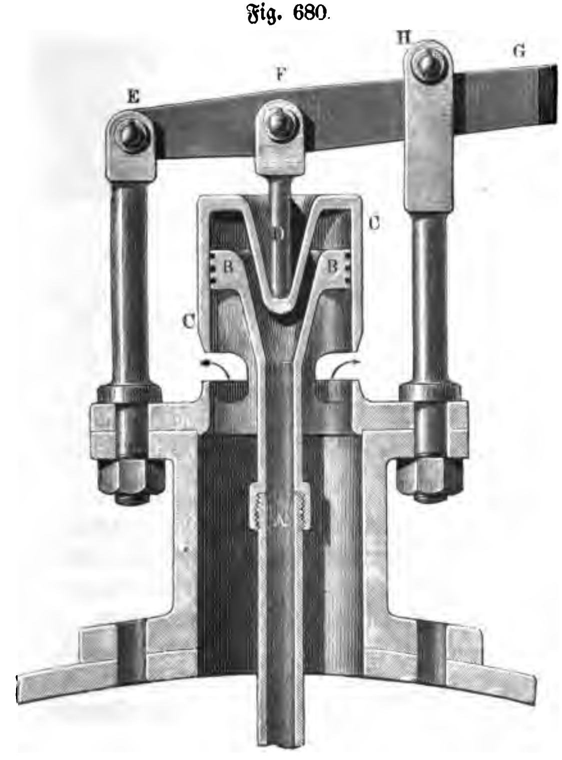
Unsere Formel giebt bei 3facher Sicherheit:

$$\frac{F}{F_1} = \frac{3 \,.\, 0{,}000264}{p} = 0{,}000198, \text{ daher}$$

$F = 0{,}000198 \,.\, 125 = 0{,}02475$ und demnach $d = 0{,}178$ Fuß $= 2^1/_3$ Zoll.

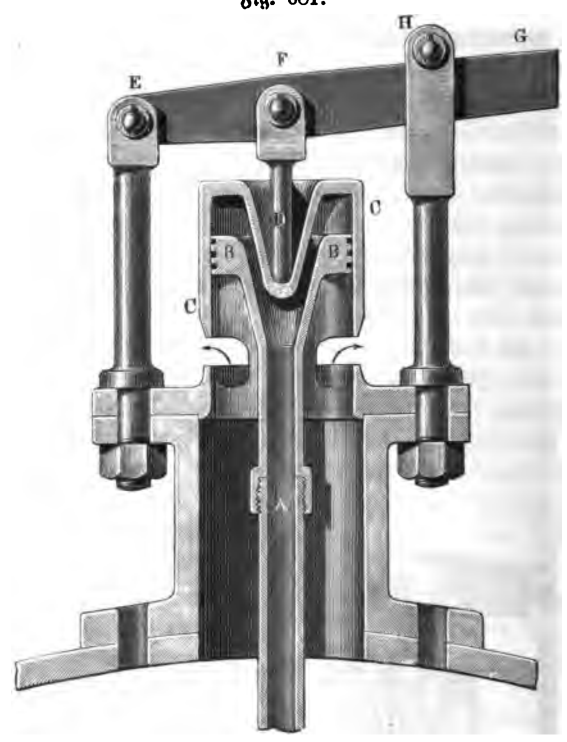
Neuere Sicherheitsventile. Mehrfache Beobachtungen und Versuche an Sicherheitsventilen haben dargethan, daß sich dieselben während der Dampfausströmung in der Regel nur wenig heben, und deshalb nicht so viel Dampf durchlassen als der Querschnitt derselben bei einer gegebenen Dampfspannung erwarten läßt. Insbesondere hat der Regierungsrath v. Burg gefunden, daß sich die gewöhnlichen Sicherheitsventile nur $^1/_8$ bis $^1/_3$ Linie eröffnen (siehe dessen Abhandlung über die Wirksamkeit der Sicherheitsventile, Wien 1863). Auf Grund der Ergebnisse seiner Versuche schließt Herr v. Burg, daß die Sicherheitsventile nur als Regulatoren für den Heizer anzusehen sind. Auch fand er durch seine Versuche bestätigt, daß sich die Sicherheitsventile eher eröffnen als dem Dampfdruck oder den Dampfregulativen entsprechend anzunehmen ist. Hiermit stimmen auch die Ergebnisse der Versuche von Baldwin überein (siehe Polytechn. Centralblatt, Jahrgang 1867). Bei den neueren verbesserten Sicherheitsventilen sollen die Mängel der gewöhnlichen Ventile beseitigt oder wenigstens vermindert sein. Unter anderen gehören hierher die Sicherheitsventile von Hartley, Bodmer u. s. w. Bei dem Sicherheitsventil von Hartley wird die gewöhnliche Kreismündung durch zwei ringförmige und auch die Ventilplatte durch zwei ein Ganzes bildende Ventilringe ersetzt und ist die Belastung unten an das Ventil angehangen, reicht also in den Kesselraum hinein. Das Bodmer'sche Sicherheitsventil CC, Fig. 680, wird nicht direct durch §. 435

Fig. 680.



den Dampfdruck, sondern durch das Kesselwasser gehoben. Zu diesem Zwecke ist eine Röhre AB angebracht, welche sich oben conisch

Fig. 681.



erweitert und daselbst das Kesselwasser in den inneren Raum des Ventils führt. Der leichteren Eröffnung wegen ist die cylindrische Ventilwand CC innen genau ausgeschliffen und der äußere Umfang des Röhrendes statt der Liderung mit ringförmigen Rinnen versehen. Der nur zum Theil abgebildete Ventilhebel EFG ist um die Axe E drehbar und drückt das Ventil mittels des Stiels DF nieder, welcher sich unten gegen den conischen Ventildeckel stemmt.

§. 436 **Sicherheitsventile mit Federdruck.** Bei den Locomotiven und Locomobilen lassen sich wegen der unvermeidlichen Schwankungen die Sicherheitsventile nicht durch Gewichte belasten, hier sind statt der letzteren die allerdings weniger sicheren Stahlfedern in Anwendung zu bringen.

Die Einrichtung eines gewöhnlichen Sicherheitsventils mit Federdruck ist aus der Abbildung in Fig. 682 zu ersehen. Das Ende E des Hebels DCE, woran das Sicherheitsventil A aufgehangen ist, umfaßt eine Schrauben-

spindel FF_1, welche von einer im Gehäuse FGH eingeschlossenen Spiralfeder getragen wird. Während das Hebelende E durch den Dampfdruck

Fig. 683. Fig. 682.

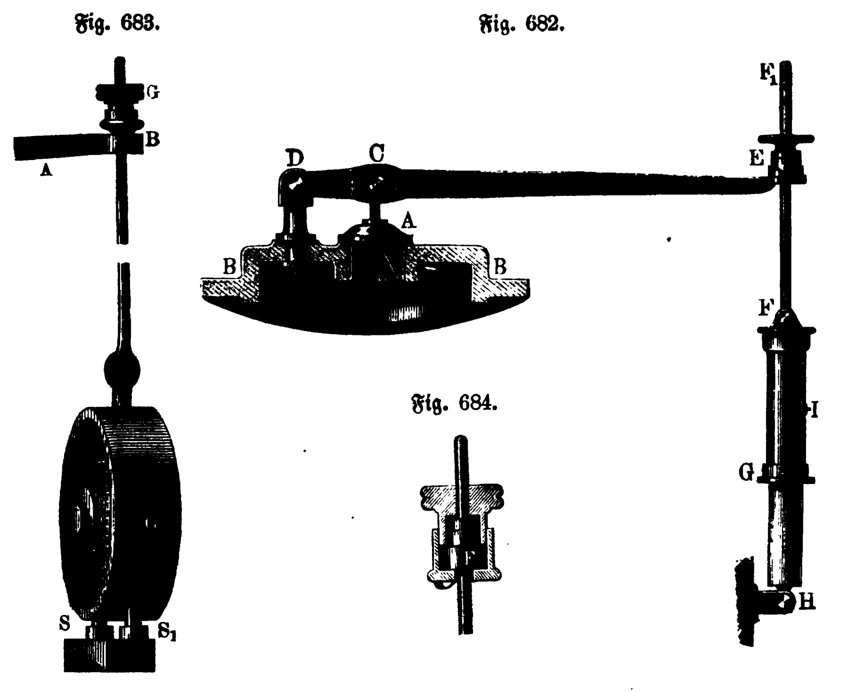


Fig. 684.

nach oben getrieben wird, zieht die Federwage dasselbe abwärts; und es läßt sich durch Einstellen der Schraubenmutter E das Gleichgewicht zwischen der Federkraft und dem Dampfdruck herstellen. Ein durch einen Schlitz aus dem Federgehäuse herausgeführter Zeiger I zeigt an einer am äußeren Umfang des Gehäuses angebrachten Scala die Größe des Dampfdrucks an.

Die Sicherheitsventile mit Federbelastung haben den Fehler, daß die Kraft, mit welcher sie dem Dampfdruck entgegenwirken, nicht constant ist, sondern mit der Eröffnung des Ventils wächst. Zur Beseitigung desselben läßt man nach Meggenhofen die Feder nicht unmittelbar auf den Hebel wirken, sondern mittels eines Winkelhebels, dessen Armverhältniß sich mit der Federspannung ändert.

Um endlich auch bei Locomotiven Sicherheitsventile mit Gewichtsbelastung anwenden zu können, hat Herr Kirchweger das Gewicht G, Fig. 683 mittels einer Spiralfeder an den Ventilhebel AB angeschlossen. Diese Feder F ist in einem Gehäuse H eingeschlossen, wovon Fig. 684 einen Durchschnitt zeigt. Außerdem sind zur Führung des Gewichts noch zwei

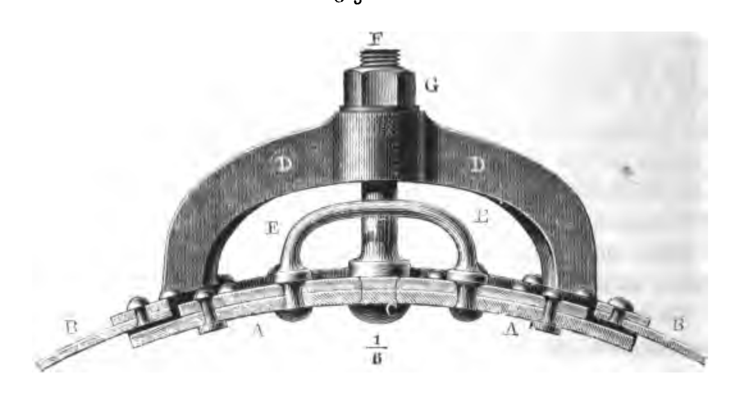
Stifte S_1 S angebracht, welche in das Innere desselben eindringen und ein Polster von Gummischeiben tragen.

§. 437 **Entleeren und Oeffnen der Dampfkessel.** An einem Dampfkessel ist ferner noch anzubringen:

1) das Dampfrohr, zum Fortleiten des Dampfes,
2) das Mann- oder Fahrloch, zum Einsteigen in den Kessel,
3) das Ablaßrohr, zum Ablassen, und
4) das Ausblaserohr, zum Ausblasen des Wassers.

Von dem Dampfrohre, als dem Mittel, den Dampf aus dem Kessel nach der Maschine zu leiten, ist im folgenden Capitel die Rede. Was aber das Fahrloch anlangt, so bildet dieses eine runde Oeffnung von 16 bis 18 Zoll Länge und 13 Zoll Weite im Deckel des Kessels, und wird, wie aus Fig. 685 ersehen werden kann, durch eine starke gußeiserne Platte AA verschlossen. In dem Zwischenraume BB zwischen dieser Platte und dem Kessel kommt ein eiserner mit Hanf und Oelkitt belegter Ring zu liegen; um die Platte zu handhaben, dient der Bügel EE, und um sie scharf anzudrücken, der an C befestigte und durch einen Bügel DD gehende Schraubenbolzen CF sammt Mutter G. In neueren Zeiten versieht man auch die Dampfkessel für stehende Dampfmaschinen, wie die Locomotivkessel, mit einer besonderen Dampfhaube oder einem sogenannten Dome, und bringt in demselben

Fig. 685.



nicht allein das Mannloch an, sondern läßt auch in denselben das Speiserohr, das Dampfrohr, die Röhren für die Sicherheitsventile u. s. w. einmünden, wodurch natürlich der Kessel selbst mehr geschont wird, als wenn diese verschiedenen Apparate auf der Kesselwand aufgeschraubt sind. Nach preußischen Vorschriften darf dieser Dom nicht aus Gußeisen bestehen, sondern muß, wie der Kessel selbst, durch Eisenblech zusammen- und auf diesen aufgenietet werden.

Das Loch zum Ablassen des Wassers aus dem Dampfkessel befindet sich im Boden desselben und über dem Feuerroste, und wird durch einen konischen Stahlzapfen von innen verstopft.

Das Wasser, womit ein Dampfkessel gespeist wird, ist nie ganz rein; deshalb wird das Kesselwasser bald trübe und schlammig, und es ist daher nöthig, von Zeit zu Zeit eine Reinigung des Kessels vorzunehmen. Um diesen Schlamm im Kessel sich nicht anhäufen zu lassen, wird das Ausblaserohr, ein bis nahe an den Boden reichendes und sich da konisch erweiterndes und außen durch einen Hahn verschließbares Rohr angewendet. Oeffnet man, nachdem die Feuerung aufgehört und die Spannung des Dampfes nur noch eine mäßige Höhe hat, den Hahn, so wird das trübe Wasser ohne Gefahr durch den Dampf fortgetrieben. Dieses Ausblasen ist zumal auch bei den Seedampfschiffkesseln nöthig, da diese mit Seewasser gespeist werden. Besonders nachtheilig können die im Wasser aufgelösten Bestandtheile, wie Kalk, Gyps, Koch- oder Glaubersalz u. s. w., auf den Kessel wirken, indem sich aus denselben eine feste Rinde, der sogenannte Kessel- oder Pfannenstein, bildet, der den Boden des Kessels bedeckt. Diese steinartige Masse erschwert nicht allein den Durchgang der Wärme, sondern wirkt auch zerstörend auf den Kessel, zumal da dieser an der Stelle, welche mit Kesselstein bedeckt ist, leicht glühend wird. Damit sich diese Masse nicht unmittelbar über dem Feuerherde ansetze, führt man das Wasser an der dem Feuerherde entgegengesetzten Stelle in den Kessel ein, und legt auch den Kessel hier 1 bis 3 Zoll tiefer, als vorn beim Feuerraume; auch setzt man wohl besondere Boden- oder Seitenbleche oder Fangkästen ein, um das Absetzen des Kesselsteins auf dem Boden des Kessels selbst oder wenigstens auf dem über dem Feuerraume desselben befindlichen Theile zu verhindern. Es ist natürlich nöthig, den Kesselstein von Zeit zu Zeit von den Kesselwänden loszuschlagen oder, nach Befinden, durch chemische Mittel (Salzsäure) zu beseitigen. Durch Anwendung von Soda wird besonders dem Ansetzen von Kesselstein bei fetthaltigen Substanzen entgegengewirkt.

Kesselprobe. Mit jedem Dampfkessel soll vor dem Gebrauche eine §. 438
Probe gemacht werden. Vorschriftsmäßig unterwirft man ihn in der Regel der hydrostatischen Probe bei der zweifachen Belastung des Sicherheits-

ventiles. Wenn hierbei das Wasser höchstens in den Fugen in Nebelform hervortritt, hat man den Kessel als brauchbar anzusehen. Jedenfalls hat man den Druck bei der Kesselprobe nicht zu übertreiben, weil hierbei leicht bleibende nachtheilige Veränderungen im Material oder in der Zusammensetzung des Kessels eintreten können, derselbe also gerade durch die Probe erst geschwächt werden kann. Nach Jobard soll man einen ganz mit Wasser angefüllten Dampfkessel so lange erhitzen, bis das Manometer 2 bis 3 Atmosphären Ueberdruck über den normalen Druck, den er künftig aushalten soll, anzeigt. Diese Prüfung, behutsam durchgeführt, ist wenigstens nicht so gefährlich, als eine Prüfung durch gespannte Dämpfe, gleichwohl aber eine angemessenere als die gewöhnliche Wasserprobe, weil der Kessel durch die Erwärmung in eine Spannung und in einen Zustand versetzt wird, der dem beim Gebrauche des Kessels nahe gleichkommt.

Trotz aller Proben und aller Sicherheitsmaßregeln kommt doch zuweilen noch ein Zerspringen oder Bersten (franz. und engl. explosion) der Kessel vor, und es wird dadurch nicht allein der Kessel und Ofen, sondern auch das Gebäude, nach Befinden auch die nebenstehende Maschine beschädigt, ja nicht selten eine bedeutende Verletzung oder Tödtung des Heizers, Maschinenwärters und anderer in der Nähe befindlicher Menschen herbeigeführt. Leider kennt man bis jetzt nur die allgemeinen Ursachen, welche diese Ereignisse herbeiführen, und ist nicht einmal im Stande, die Verhältnisse und Ursachen, durch welche viele der bis jetzt vorgekommenen Dampfkesselexplosionen entstanden sind, speciell nachzuweisen. Zu den allgemeinen Ursachen dieser Explosionen rechnet man

1) Die übermäßigen Dampfspannungen, zumal wenn sie mit Erschütterungen oder Stößen des Kessels verbunden sind.

2) Wassermangel, wobei das Kesselblech rothglühend wird und entweder eine zu rasche Dampfentwickelung oder eine Zersetzung des Wasserdampfes eintritt.

3) Mangelhafte Construction, sowie schlechter oder unangemessener Zustand und zu starke Abnutzung des Kessels. Z. B. Mangel einer Verstärkung der Mannloch- und Dampfdomränder.

4) Schlechte Abwartung des Dampfkessels.

5) Loslösen des Kesselsteins von den Kesselwänden.

6) Zu schnelle Zuführung von Speisewasser nach vorausgegangenem Wassermangel, wobei sich die bloßgestellte Kesselfläche im Zustande des Rothglühens befindet, und eine zu starke Dampfentwickelung eintritt.

7) Plötzliche Eröffnung des Sicherheitsventils, wobei der Gleichgewichts-

zustand des Wassers und Dampfes aufgehoben wird und das Kesselwasser in starke Wallungen geräth.

8) Stoßweise Dampfentwickelung bei rascher Abnahme des Drucks.

Man hat auch vorzüglich die atmosphärische Luft, welche durch das Speisewasser mit in den Kessel eingeführt wird, und welche bei Berührung mit dem sich aus dem zersetzten Wasser bildenden Knallgas heftig explodirt, als Hauptursache der Kesselexplosionen angesehen. Nach Anderen werden Kesselexplosionen herbeigeführt durch die Wallungen des Wassers und zumal durch die Bildung von Wasserhosen im Kessel, welche machen, daß statt Dampf, Wasser durch die Ventil- oder andere Oeffnungen ausströmt.

Dieser Gegenstand läßt sich hier nicht weiter verfolgen, und wir müssen auf die im Folgenden mitgetheilte Literatur verweisen.

Schlußanmerkung. Ueber Heizung und zumal über die Dampferzeugung können wir folgende Schriften zum Nachlesen empfehlen. Den Gegenstand allgemein und ausführlich behandelt Péclet in seinem Traité de la chaleur etc., II. Tom., 2. Edit., Paris 1843. In praktischer Beziehung sehr zu empfehlen ist: Grouvelle et Jaunez, Guide du chauffeur et du propriétaire des machines à vapeur etc., 4. Edit., Paris 1858. Sehr ausführlich über Dampfkesselanlagen wird auch gehandelt in der dritten Abtheilung von Verdam's Dampfmaschinenlehre, welche deutsch unter dem Titel „Die Grundsätze, nach welchen alle Arten von Dampfmaschinen zu beurtheilen und zu erbauen sind", erschienen ist. Ferner ist zu empfehlen: Traité des machines à vapeur, par Bataille et Jullien; oder das englische Original: A Treatise on the Steam engine, by the Artizan-Club, edited by J. Bourne, London 1846, neue Auflage 1861. Einen kurzen Unterricht über diesen Gegenstand ertheilt Claubel in seinen Formules, Tables etc., vorzüglich aber Scholl in seinem „Führer des Maschinisten", und Baumgartner in seiner Anleitung zum Heizen der Dampfkessel. Ueber Brennmaterialersparniß von C. Bède, siehe Civilingenieur, Band 4. Versuche mit Dampfkesseln von E. Burnat, siehe Civilingenieur, Bd. 9. Ueber Sicherheit der Kesselanlagen ist nachzulesen in den Ordonnances du roi relat. aux appareils à vapeur etc., par C. E. Jullien, Paris 1843; ferner Machines à vapeur, arrêtés et instructions, Bruxelles 1844; auch in den Gesetzen und Verordnungen deutscher Staaten über die Anlage von Dampfkesseln und Dampfmaschinen, z. B. das Königl. Preuß. Regulativ oder die Oesterr. Verordnung (s. polytechn. Centralblatt. Bd. VI, 1845) hierüber. Ueber Dampfkesselexplosionen siehe Annales des ponts et chaussées, T. IV, Paris 1842 u. s. w.; Verhandlungen des Preuß. Gewerbevereins, Jahrg. 20 und 21, Berlin 1841 und 1842; Annales des mines, T. VII, Paris 1845 u. s. w.; Dingler's polytechn. Journal, Band 94; s. die im folgenden Paragraphen citirten Abhandlungen von Arago. Von Dufour's Schrift: Sur l'ebullition de l'eau et sur une cause probable d'explosion des chaudières à vapeur giebt Herr Grimburg einen Auszug im Civilingenieur Bd. 11. Ueber Sicherheitsventile eine Abhandlung von Thrémery in den Annales des mines, T. XX, 1841. Ueber Schornsteine siehe Verhandlungen des Preuß. Gewerbevereins, Jahrg. 19, Berlin 1840 u. s. w. Auch Useful Informations for Engineers etc., by W. Fairbairn, London 1856.

Ueber die Gasfeuerung, namentlich für Dampfkessel, ist nachzulesen: Die Wärmemeßkunst von Schinz. Angaben über die Heizung der Dampfkessel durch Hohofengase sowie durch die Flammöfen u. s. w. enthält Claudel's Sammlung von Formules, Tables etc., troisième édition, 1854. Vom wissenschaftlichen Standpunkte aus ist zu empfehlen: Th. Weiß: Allgemeine Theorie der Feuerungsanlagen, Leipzig 1862. S. auch Compendium der Gasfeuerung u. s. w. von F. Steinmann, Freiberg 1868. Ferner Theorie der Zugerzeugung durch Schornsteine vom Professor F. Grashof, Berlin 1866; Separatabdruck aus der Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure.

Ueber Dampfkesselexplosionen, namentlich über die englische Association, welche die Verhinderung der Kesselexplosionen zum Zweck hat, handelt Prof. Hartig in einer besonderen Monographie, welche in Leipzig 1867 bei Teubner erschienen ist. S. auch Blum, die Dampfkesselexplosionen, Chemnitz 1867. Ueber die Ursachen der Dampfkesselexplosionen handelt auch Herr C. Kayser in der Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure. Bd. IX, X und XI. Siehe auch die Ursachen der Dampfkessel-Explosionen u. s. w. von Dr. H. Scheffler, Berlin, 1867.

Viertes Capitel.

Von den Dampfmaschinen.

§. 439 **Dampfmaschinen.** Dampfmaschinen (franz. machines à vapeur; engl. steam-engines) sind Maschinen, welche durch die Kraft des Dampfes mittelbar oder unmittelbar in Bewegung gesetzt werden. Mittelbar wirkt Dampf, wenn durch Condensation desselben ein beinahe leerer Raum erzeugt und dadurch die Atmosphäre in den Stand gesetzt wird, daß sie mechanische Arbeit verrichten, z. B. einen Kolben in diesen Raum hineinschieben kann; unmittelbar hingegen wirkt der Dampf, wenn er vermöge seiner Expansivkraft einen Körper, z. B. den Kolben im Innern eines Cylinders, in Bewegung setzt oder durch seine lebendige Kraft Arbeit verrichtet, z. B. ein Rad in Umdrehung setzt. Die Maschinen mit mittelbarer Dampfwirkung heißen auch atmosphärische Dampfmaschinen (franz. machines atmosphériques; engl. atmospheric engines) und sind nur noch selten im Gebrauche, weswegen in der Folge vorzüglich nur von den eigentlichen Dampfmaschinen, und zwar nur von den Kolbendampfmaschinen die Rede sein wird.

Die Dampfmaschinen sind, wie die Wassersäulenmaschinen (s. Bd. II, §. 297), entweder einfachwirkende oder doppeltwirkende. Bei der ersten Classe dieser Maschinen treibt der Dampf den Kolben nur nach der einen Richtung, und es wird die Bewegung in der entgegengesetzten Richtung durch ein Gegengewicht hervorgebracht; bei der zweiten Classe hingegen bewirkt die Dampfkraft sowohl den Hin- als auch den Rückgang des Kolbens in dem

meist senkrecht stehenden Dampfcylinder. Erstere dienen nur zur Unterhaltung einer auf- und niedergehenden Bewegung, kommen deshalb nur als Kraftmaschinen bei Pumpen und Hammerwerken vor, und bilden dann die sogenannten Dampfkünste in Berg- sowie Dampfhämmer in Hüttenwerken. Die doppeltwirkenden Dampfmaschinen hingegen finden in allen den Fällen ihre Anwendung, wo es darauf ankommt, eine rotirende Bewegung zu erzeugen.

In Hinsicht auf die Größe der Dampfspannung theilt man die Dampfmaschinen ein

1) in Niederdruck-,
2) in Mitteldruck- und
3) in Hochdruckdampfmaschinen.

Bei den Tief- oder Niederdruckdampfmaschinen (franz. machines à basse pression; engl. low-pressure engines) hat der Dampf eine Spannung, welche den Atmosphärendruck höchstens um die Hälfte übertrifft; bei den Mitteldruckdampfmaschinen (franz. machines à moyenne pression; engl. middle-pressure engines) ist die Spannung des Dampfes zwei bis vier Atmosphären, und bei den Hochdruckdampfmaschinen (franz. machines à haute pression; engl. high-pressure engines) beträgt die Dampfspannung fünf und mehr Atmosphären.

Anmerkung. Die erste Dampfmaschine von Savery hatte keinen Kolben und diente nur zum unmittelbaren Heben des Wassers, weshalb sie einer Pumpe ähnlich construirt war. Sie wurde durch Newcomen von den atmosphärischen Maschinen verdrängt, sowie diese später durch Watt von den eigentlichen Dampfmaschinen. Die Engländer sehen den Marquis of Worcester als den Erfinder der Dampfmaschinen an, Arago sucht jedoch nachzuweisen, daß der bekannte Papin der eigentliche Erfinder der Dampfmaschinen sei. Das Nähere über die Geschichte der Dampfmaschine ist nachzulesen im Annuaire du bureau des longitudes, pour l'année 1837 et pour l'année 1838. Der erstgenannte Jahrgang enthält die Geschichte der Dampfmaschinen und der zweite Watt's Lebensbeschreibung, beide von Arago bearbeitet. Diese wie noch viele andere Artikel aus dem Annuaire sind auch von Remy und Krieb ins Deutsche übersetzt. Ferner ist nachzusehen Stuart's Histoire de la machine à feu; der zweite Band (Artikel steam) von Robison's System of mechanical Philosophy; Lardner's Lectures on the Steam-Engine; Bourne's Treatise on the Steam-Engine u. s. w. Auch A Treatise on the Steam-Engine, by Russel. S. auch des Verfassers Abhandlung über die Fortschritte des Dampfmaschinenwesens in den letzten hundert Jahren, Freiberg 1866.

Bei den eigentlichen Dampfmaschinen wird der Dampf nach vollbrachter §. 440
Leistung entweder in die freie Luft gelassen oder durch kaltes Wasser condensirt; man hat daher hiernach zu unterscheiden:

die Dampfmaschinen ohne Condensation von
den Dampfmaschinen mit Condensation.

Die Kraft, mit welcher sich der Kolben einer Dampfmaschine bewegt, ist, wie bei dem Kolben einer Wassersäulenmaschine, die Differenz zwischen den Drücken auf beiden Seiten desselben. Bei den Dampfmaschinen ohne Condensation wirkt der Dampf auf der einen und die Atmosphäre auf der anderen Seite des Kolbens, es ist folglich hier die arbeitende Kraft um den ganzen Atmosphärendruck kleiner als die Dampfkraft; bei den Condensationsmaschinen hingegen wirkt dem Dampfe auf der einen Seite des Kolbens nur die schwache Kraft des aus der Condensation des Dampfes hervorgegangenen Luft- und Dampfgemenges entgegen; es ist folglich hier die arbeitende Kraft nur wenig (etwa $^1/_{10}$ Atmosphäre) kleiner als die Dampfkraft. Hieraus ist nun zu schließen, daß unter übrigens gleichen Umständen Maschinen mit Condensation eine größere Leistung hervorbringen, als solche ohne Condensation, und auch leicht zu ermessen, daß nur bei Hochdruckdampfmaschinen der Vortheil der Condensation weniger beträchtlich ist, und daß dagegen Tiefdruckmaschinen gar nicht ohne Condensation arbeiten können. Bei einer Hochdruckmaschine mit 6 Atmosphären Dampfspannung geht durch den Austritt des Dampfes in die freie Luft nur $^1/_6$ der Kraft verloren, bei einer Mitteldruckmaschine mit 3 Atmosphären Dampfspannung beträgt dieser Verlust schon $^1/_3$, bei den Niederdruckmaschinen mit $^4/_3$ Atmosphären Spannung endlich ist dieser Verlust $1 : ^4/_3 = ^3/_4$; es bleibt also hier nur noch $^1/_4$ des disponibeln Arbeitsvermögens übrig. Bei Condensation der Dämpfe, welche $^1/_{10}$ Atmosphäre Gegendruck übrig läßt, würde der Verlust nur $^3/_{40}$, also das übrigbleibende Arbeitsvermögen $1 - ^3/_{40} = ^{37}/_{40} = 0{,}925$ des disponibeln betragen.

Obgleich hiernach bei den Hochdruckmaschinen die Condensation des Dampfes nach vollbrachter Wirkung mechanisch vortheilhaft ist, so findet man doch dieselbe hier seltener angewendet, weil das Condensationswasserquantum, welches das Speisewasserquantum mindestens um das Zwanzigfache übertrifft, an vielen Orten nicht vorhanden ist oder nur mit großem Geld- oder Kraftaufwande herbeigeschafft werden kann, also der Vortheil der Condensation durch den genannten Aufwand wieder verloren gehen würde, und weil überdies die Maschinen ohne Condensation einfacher ausfallen, als die Condensationsdampfmaschinen.

Endlich hat man noch Dampfmaschinen mit und ohne Expansion von einander zu unterscheiden. Bei den Dampfmaschinen ohne Expansion (franz. machines sans détente; engl. engines without expansion) findet während des ganzen Kolbenspieles ununterbrochener Dampfzufluß Statt, und es bleibt der Dampf immer in derselben Spannung; bei den Expansionsmaschinen (franz. machines à détente; engl. expansion-engines) hingegen wird der Dampfzufluß noch während der Kolbenbewegung aufgehoben; es dehnt sich daher der Dampf immer mehr und mehr aus und

verliert immer mehr und mehr an Spannung, während der Kolben den letzten Theil seines Weges zurücklegt. Die Arbeit, welche der Dampf während der Expansion verrichtet, geht bei den Maschinen ohne Expansion verloren; es sind daher von den Expansionsmaschinen größere Wirkungsgrade zu erwarten, als von den Maschinen ohne Expansion.

Man unterscheidet auch noch stationäre und locomobile Dampfmaschinen von einander. Während die stationären Dampfmaschinen an einem Orte feststehen, befinden sich die locomobilen Dampfmaschinen auf einem Wagen oder einem Schiffe und lassen sich hierdurch von einem Orte nach dem anderen transportiren. Eine besondere Art von locomobilen Dampfmaschinen sind die Locomotiven, und zwar die Dampfwagen und Dampfschiffe, welche bloß dazu dienen, sich selbst, und zwar mit oder ohne angehängte Vehikel, fortzubewegen. Von den Dampfwagen und Dampfschiffen ist erst später, bei den Förderungsmaschinen die Rede.

Dampfcylinder. Die Haupttheile einer Maschine sind: §. 441

1) der Dampfcylinder,
2) der Dampfkolben mit seiner Stange und
3) die Steuerung.

Der Dampfcylinder (franz. cylindre à vapeur; engl. steam-cylinder) ist eine gußeiserne, genau ausgebohrte Röhre, welche den Dampf während seiner Arbeitsverrichtung umschließt. Er ist oben mit einem Deckel und unten mit einem Bodenstück verschlossen und enthält in der Nähe beider Stücke Seitenmündungen zum Ein- und Austritte des Dampfes. Die Höhe des Dampfcylinders muß zur Weite desselben in einem schicklichen Verhältnisse stehen. Gewöhnlich ist die Höhe 2- bis $2\frac{1}{2}$ mal so groß als die Weite; bei Maschinen, welche eine große Anzahl von Spielen machen sollen, wie z. B. bei den locomobilen Dampfmaschinen und namentlich bei den Dampfschiffsmaschinen, ist jedoch dieses Verhältniß noch kleiner.

Um einen möglichst kleinen Wärmeverlust durch Abkühlung in dem Cylinder zu erhalten, muß die Cylinderhöhe in einem gewissen Verhältnisse zur Cylinderweite stehen. Die Abkühlung des Dampfes fällt um so größer aus, je größer das Product aus der Größe der Abkühlungsfläche und aus der Zeit der Abkühlung ist. Bei einem Dampfcylinder ist die Abkühlungsfläche aus zwei kreisförmigen Grundflächen und einer veränderlichen Cylindermantelfläche zusammengesetzt. Bezeichnen wir den Durchmesser des Cylinders durch d und die Zeit, in welcher der Kolben den Weg s in demselben zurücklegt, durch t, so haben wir das Maß der Abkühlung an den beiden Kreisflächen:

$$O_1 = 2 \cdot \frac{\pi d^2}{2} \cdot t = \frac{\pi}{2} d^2 t;$$

setzen wir ferner voraus, daß der Kolben in jedem Zeittheil $\frac{t}{n}$ den Wegtheil $\frac{s}{n}$ durchlaufe, so erhalten wir das Maß der Abkühlung an der nach und nach die Inhalte

$$\pi d \cdot \frac{s}{n}, \pi d \cdot \frac{2s}{n}, \pi d \cdot \frac{3s}{n} \cdots \pi d . \frac{ns}{n}$$

einnehmenden Cylinderfläche:

$$O_2 = \frac{\pi d s}{n} \cdot \frac{t}{n} + \frac{2 \pi d s}{n} \cdot \frac{t}{n} + \frac{3 \pi d s}{n} \cdot \frac{t}{n} + \cdots + \frac{n \pi d s}{n} \cdot \frac{t}{n}$$
$$= \frac{\pi d s t}{n^2} (1 + 2 + 3 + \cdots + n) = \frac{\pi d s t}{n^2} \cdot \frac{n^2}{2} = \frac{\pi}{2} d s t;$$

daher das Maß der Abkühlung am ganzen Cylinder und während der ganzen Bewegungszeit:

$$O = O_1 + O_2 = \frac{\pi}{2} d^2 t + \frac{\pi}{2} d s t = \left(2 \cdot \frac{\pi d^2}{4} + \pi d \cdot \frac{s}{2}\right) \cdot t$$

gleich dem Product aus Zeit und aus der Oberfläche eines Cylinders, dessen Höhe die Hälfte ist von dem Kolbenwege.

Damit die Abkühlung möglichst klein ausfalle, muß also nicht nur die Zeit eines Spieles, sondern auch jene Oberfläche möglichst klein sein. Nun lehrt aber die Geometrie, daß unter allen Cylindern derjenige die kleinste Oberfläche bei gegebenem Inhalte hat, welcher eben so hoch als weit ist; es ist daher auch im vorliegendem Falle die schwächste Abkühlung zu erwarten, wenn die Höhe $\frac{s}{2}$ dieses mittleren Cylinders der Weite d desselben gleich, also die Hubhöhe oder der Kolbenweg $s = 2d$, d. i. gleich der doppelten Cylinderweite ist. Die Cylinderhöhe ist reichlich um die Kolbenhöhe größer als der Kolbenweg.

Um die Abkühlung des Dampfes im Dampfcylinder möglichst zu verhindern, muß man denselben mit schlechten Wärmeleitern, z. B. mit einem Holz- oder Filzmantel, umgeben, oder ihn in eine Luft- oder Dampfhülle einschließen; auch muß man ihm eine glatte Oberfläche geben, weil bei dieser die Wärmeausstrahlung schwächer ist, als bei einer rauhen Oberfläche. Sehr oft wendet man eine Dampfhülle an, indem man den Cylinder mit einem eisernen Mantel (Dampfmantel) umgiebt und den Zwischenraum mit Dampf ausfüllen läßt. Hierbei können aber drei Fälle vorkommen; es kann der Dampf den Zwischenraum zwischen dem Dampfcylinder und seinem Mantel stillstehend ausfüllen, oder es kann derselbe diesen Zwischenraum durchströmen, und zwar vor oder nach seiner Wirkung in dem Cylinder. Die letzte Methode scheint, obgleich sie selten vorkommt, die vorzüglichste zu sein, weil hier von der Wärme des fortgehenden Dampfes noch Nutzen gezogen wird.

Der Umstand, daß in diesem Falle die Dampfhülle weniger Wärme hat, als der Dampf im Cylinder, und deshalb die Hülle dem Cylinder Wärme entzieht, während bei der zweiten Methode dieselbe dem Cylinder mittheilt, macht keineswegs diese Einhüllungsmethode unzweckmäßig, da die Abkühlung mit der Temperaturdifferenz wächst und diese bei einem in Dampf eingehüllten Cylinder gewiß kleiner ist, als bei einem freistehenden Cylinder.

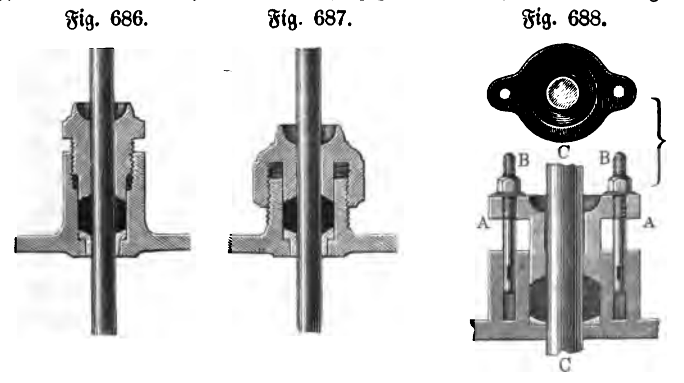
Da sich in der Dampfhülle immer etwas Wasser niederschlägt, so befindet sich unten an dem Dampfmantel ein durch einen Hahn verschließbares Ablaßrohr.

Die Wandstärke der Dampfcylinder läßt sich, wie die der Dampfröhren überhaupt, berechnen; wegen des allmäligen Ausschleifens und der nöthigen Steifheit geht man jedoch mit dieser nie unter $^5/_6$ Zoll herab, nimmt also dieselbe bei der Cylinderweite d und der Dampfspannung $(p + 1)$ Atmosphären

$$e = 0{,}005\,pd + {}^5/_6 \text{ Zoll}.$$

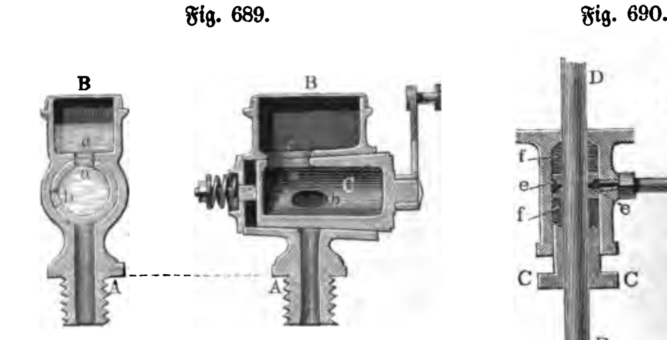
Stopfbüchse (franz. boite à garniture, engl. stuffing-box). Das Deckel- und das Fußstück des Dampfcylinders werden durch Schrauben und Kitte mit dem Cylindermantel fest und dampfdicht verbunden. In der Mitte des Deckels sitzt die Stopfbüchse fest, durch welche die Kolbenstange hindurchgeht. Die Stopfbüchse (vergl. Bd. II, §. 301) wird in der Regel mit in Oel und Talg getränkten Hanflunten ausgestopft, doch wendet man statt derselben in der neueren Zeit auch übereinanderliegende und je aus drei Sectoren bestehende Metallringe an, welche durch eiserne Federn, die zwischen dem inneren Umfange der Stopfbüchse und dem äußeren Umfange der Ringe zu liegen kommen, an die Kolbenstange angedrückt werden. Die Stopfung oder Liderung der Stopfbüchse wird von oben durch einen Deckel zusammengedrückt oder zusammengehalten, der sich entweder unmittelbar auf das Stopfbüchsengehäuse aufschrauben oder mittels zwei oder drei Ziehschrauben mit demselben verbinden läßt. Stopfbüchsen der ersten Art sind in den Figuren 686 und 687 abgebildet; eine Stopfbüchse AA mit Ziehschrauben BB hingegen führt Fig. 688 vor Augen. §. 442

Fig. 686. Fig. 687. Fig. 688.



Sowohl der Cylinder- als auch der Stopfbüchsendeckel hat eine Vertiefung zur Aufnahme von Schmiere oder Talg. Auch sind bei Anwendung von Hanfkolben noch ein oder mehrere Schmiertrichter auf den Cylinderdeckel aufgesetzt. Die Einrichtung eines solchen Schmier- oder Fetttrichters zeigt Fig. 689 im Durchschnitt. Mit dem Ende A wird dieser Apparat auf den Deckel des Cylinders aufgeschraubt. B ist das Fettbehältniß und C ist ein Hahn mit zwei Bohrungen a und b. Ist die Bohrung b unten, so fließt das Fett aus dem Hahne durch die Bohrung des Fußstückes A in den Cylinder, ist aber a oben und unmittelbar unter der Bohrung c im Boden von B, so fließt Fett aus dem Trichter B in den Hahn C.

Fig. 689. Fig. 690.



In seltenen Fällen läßt man die Kolbenstange durch den Boden des Cylinders gehen. Man vermeidet dies so viel wie möglich, weil die hierzu nöthigen hängenden Stopfbüchsen das Fett nicht gut zurückhalten und durch die erdigen Theile, welche sich aus dem condensirten Dampfe absetzen, ihren dampfdichten Schluß verlieren. Die Einrichtung einer Stopfbüchse, welche in einem solchen Falle noch mit Vortheil anzuwenden ist, läßt sich aus Fig. 690 entnehmen. Es ist hier AB das Stopfbüchsengehäuse, CC der Deckel, DD die Kolbenstange, ferner ee eine messingene Scheibe mit einer auswendig rundherumlaufenden Nuth und sechs bis acht feinen radial laufenden Löchern, sowie f die Packung, g ein mit der Nuth communicirendes Kupferrohr, k ein Kelch zur Aufnahme des flüssigen Talges und h ein Hahn zum Abschluß, welcher nur geöffnet wird, wenn die Maschine stillsteht.

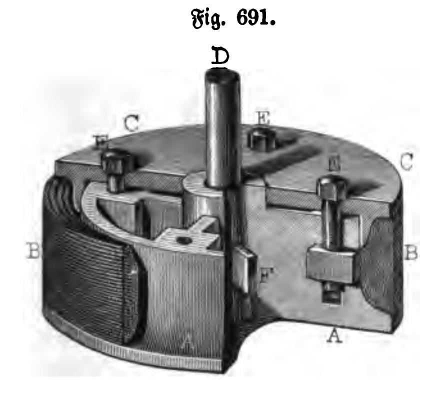
Uebrigens ist der Dampfcylinder mittels einer starken Grund- oder Sohlplatte auf ein festes Grundgemäuer zu setzen und mit diesem durch Anker und Schrauben fest zu verbinden.

§. 443 **Dampfkolben** (franz. piston à vapeur; engl. steam-piston). Die Dampfkraft wird zunächst von dem im Dampfcylinder auf- und niederbeweglichen Dampfkolben (vergl. Bd. II, §. 300) aufgenommen, von

diesem aber durch die **Kolbenstange** weiter fortgepflanzt. Der Dampfkolben bildet in seiner Hauptform einen an das Innere des Dampfcylinders genau anschließenden Cylinder und besteht hauptsächlich aus drei Theilen, aus dem **Kolbenstocke**, aus der **Liderung** und aus dem **Deckel**. In der Mitte des Kolbenstockes befindet sich eine Verstärkung, welche im Inneren konisch ausgedreht ist und zur Aufnahme des ebenfalls konisch abgedrehten Kolbenstangenendes dient. Der Kolbenstock und der Deckel sind aus Gußeisen, die Liderung hingegen ist entweder **Hanfliderung** (franz. garniture de chanvre; engl. hemp-packing) oder **Metallliderung** (franz. garniture métallique; engl. metallic-packing).

Die Einrichtung eines Kolbens mit **Hanfliderung** wird durch die Abbildung Fig. 691 eines solchen, theilweise zerschnittenen und abgedeckten Kolbens vor Augen geführt. Es ist *AA* der Kolbenstock, *BB* die aus Hanfzöpfen bestehende Liderung, ferner *CC* der durch Schrauben *E, E*... mit dem Kolbenstocke verbundene und die Liderung zusammendrückende Deckel; *D* ist endlich noch die Kolbenstange und *F* der Splint, womit deren Ende in der die Mitte des Kolbens einnehmenden Hülse festgekeilt wird.

Fig. 691.



Hanfliderung läßt sich bei Maschinen mit Hochdruck nicht anwenden, da dieselbe durch den heißen Dampf und durch die große Reibung zu schnell abgeführt wird; statt derselben kommt hier die ohnedies dauerhaftere und weniger Reibung gebende **Metallliderung** in Anwendung. Es giebt eine große Anzahl Metallliderungen; im Wesentlichen bestehen sie jedoch aus genau abgedrehten Metallringen, welche durch Federn von innen nach außen und zwar an die innere Fläche des Dampfcylinders, angedrückt werden. Die Einrichtung von zwei vorzüglichen Arten dieser Liderungen lernt man aus Fig. 692 und Fig. 693 (a. f. S.) kennen. In beiden Figuren ist *AA* der Kolbenstock oder Körper des Kolbens, *DD* der Deckel sowie *FG* das Kolbenstangenende und es sind *E, E* die Schrauben, wodurch der Deckel mit der Verbindungshülse verbunden ist. Die Liderung besteht aus zwei übereinanderliegenden Metallringen *BB* und *CC*, welche durch Schlagen elastisch gemacht und in Stücke zerschnitten sind, damit sie etwas gegen die Cylinderwand federn. Bei dem Kolben in Fig. 692 ist jeder dieser Liderungsringe an der schwächsten Stelle zerschnitten, und wird durch einen innen anliegen-

den, ebenfalls aufgeschnittenen Stahlring R nach außen gedrückt. Bei dem Kolben in Fig. 693 sind dagegen die Ringe an den breitesten Stellen zer-

Fig. 692. Fig. 693.

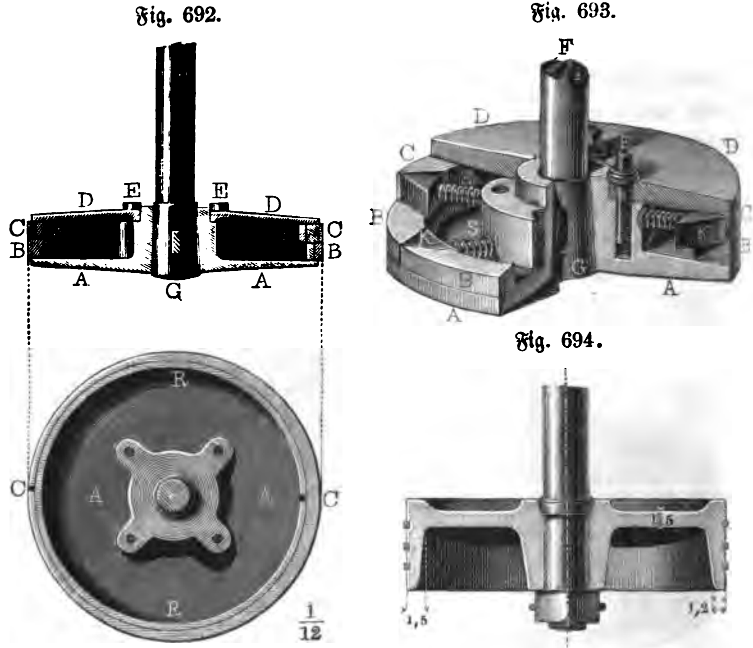


Fig. 694.

schnitten und Keile K, K in die Schnitte eingelassen, welche durch die Spiralfedern S, S angedrückt werden und diese Ringe in Spannung erhalten. Sehr einfach ist der Kolben AA, Fig. 694, von Ramsbottom. Hier besteht die Liderung aus 3 bis 5 elastischen Stahl- oder Messingringen. Damit dieselben federn und sich an die Cylinderwand gehörig anlegen, biegt man sie vor dem Einlegen nach einem Kreise, dessen Durchmesser den des Cylinders um 1 Zehntel übertrifft.

Bei dem Dampfkolben von Herrn Kraus besteht die Liderung aus zwei Doppelringen, je einem inneren aus Schmiedeeisen und einem äußeren aus Weißmetall, einer Composition von 80 Thln. Zinn, 10 Thln. Antimon und 10 Thln. Kupfer. Diese Ringe werden vom Dampfdruck angedrückt, bilden also eine autoclave Liderung. Zum genauen Abschließen sind an den Schnittfugen der Ringe Zungen Z eingesetzt, wie Fig. 695 darstellt.

Fig. 695.



§. 444 **Kolbenstange** (franz. tige de piston, engl. piston rod). Zwei Dimensionsverhältnisse sind bei dem Dampfkolben und der Stange des-

selben von besonderer Wichtigkeit, nämlich das Verhältniß der Kolben- oder Liderungshöhe zu dem Kolbendurchmesser, und das Verhältniß zwischen der Stärke der Kolbenstange und dem genannten Durchmesser oder der Cylinderweite. Da weder die innere Cylinderwand noch die Liderungsfläche vollkommen glatt ist oder ein vollkommenes Continuum bildet, so kann die Liderungsfläche nur dann vollkommen abschließen, wenn sie eine gewisse Breite hat, auf der anderen Seite darf aber diese Breite nicht sehr groß sein, weil mit ihr proportional die Reibung wächst (s. Bd. II, §. 320). Zum vollkommenen Abschließen gehört aber auch noch, daß die Kolbenfläche keine schiefe Lage gegen die Cylinderaxe annehme; diese Lage kann aber durch eine excentrische Lage der Kolbenstange und durch eine ungleiche Vertheilung der Reibung rings am Umfange des Dampfkolbens herbeigeführt werden, wenn die Liderung sehr niedrig ist, und es ist daher auch aus diesem Grunde ein gewisses Verhältniß zwischen der Liderungsbreite und der Cylinderweite in Anwendung zu bringen. Tredgold sucht theoretisch zu beweisen, daß dieses Verhältniß dem Reibungscoefficienten gleich sein müsse; es ist aber die Grundlage dieses Beweises zu unsicher, als daß man hierauf etwas geben könnte und es bleibt daher nichts weiter übrig, als die durch Erfahrung geprüften Verhältnisse in Anwendung zu bringen. Hiernach aber ist bei Hanfliderung dieses Verhältniß $^1/_3$ bis $^1/_6$, bei der Metallliderung aber nur $^1/_6$ bis $^1/_9$ und zwar der größere Werth bei kleinen und der kleinere bei großen Kolben in Anwendung zu bringen.

Die Kolbenstange, welche in der Regel aus Schmiedeeisen oder aus Stahl ist, muß eine hinreichende Stärke besitzen, um die Kolben- oder Dampfkraft auf die Arbeits- oder Zwischenmaschine übertragen zu können, ohne eine bedeutende oder bleibende Formveränderung zu erleiden. Die Formel zur Bestimmung dieser Dimensionen liefert die Theorie der Festigkeit; hierbei haben wir jedoch zu unterscheiden, ob, wie bei den einfachwirkenden Maschinen, die Kolbenstange nur einer Ausdehnungskraft, oder ob sie, wie bei den doppeltwirkenden Maschinen, abwechselnd einer Ausdehnungs- und Zusammendrückungskraft ausgesetzt ist. Ist p die Differenz der Dampfspannungen in Atmosphären auf beiden Seiten des Kolbens, und d der Durchmesser des Dampfkolbens, so hat man die Kraft, welche auf den Kolben wirkt:

$$P = \frac{\pi d^2}{4} \cdot 14{,}10\, p \text{ Pfund};$$

bezeichnet aber d_1 den Durchmesser der Kolbenstange und T den Tragmodul der absoluten Elasticität, so hat man die Tragkraft der Kolbenstange:

$$P = \frac{\pi d_1^2}{4} \cdot T;$$

setzen wir endlich beide Ausdrücke einander gleich, so bekommen wir folgende

Formel für die Stärke einer der Ausdehnung ausgesetzten Kolbenstange:

$$d_1^2\, T = 14{,}10\, d^2\, p,$$

und daher die Stärke der Kolbenstange:

$$d_1 = d\sqrt{\frac{14{,}10\, p}{T}}.$$

Führen wir statt T die Hälfte des in Bd. I, §. 212, angegebenen Tragmoduls von 18000 Pfund für Schmiedeeisen, also $T = 9000$ Pfund ein, so erhalten wir die Formel zur Bestimmung der schmiedeeisernen Kolbenstangenstärke bei einfachwirkenden Dampfmaschinen:

$$d_1 = \frac{d}{25}\sqrt{p} = 0{,}04\, d\sqrt{p},$$

oder, wenn man p nicht in Atmosphären, sondern in Pfund pr. Quadratzoll giebt,

$$d_1 = 0{,}01\, d\sqrt{p} \text{ (s. §. 301).}$$

Zur Bestimmung der Stärke der Kolbenstangen von doppeltwirkenden Dampfmaschinen kann man zweierlei Formeln anwenden, je nachdem man die Festigkeit des Zerdrückens oder die des Zerknickens in Betracht zieht. Der Länge der Kolbenstange wegen müßte allerdings die letztere in Anwendung kommen (s. Bd. I, §. 211), da aber schon durch eine mäßige excentrische Wirkung der Kraft in der cylindrischen Kolbenstange die Festigkeit bedeutend herabgezogen wird (s. Bd. I, §. 269), und diese Wirkung durch ungenaue Verbindung des Kolbens mit der Kolbenstange leicht herbeigeführt werden kann, so ist es angemessener, die Formel für die Festigkeit des Zerdrückens anzuwenden, und dabei einen vielfach verkleinerten Werth von T einzuführen. Aus diesem Grunde macht man erfahrungsmäßig bei doppeltwirkenden Maschinen die Stärke schmiedeeiserner Kolbenstangen:

$$d_1 = 0{,}08\, d\,(\sqrt{p} + 0{,}25) \text{ Zoll,}$$

wenn p den Ueberdruck in Atmosphären bezeichnet.

Die Kolben von großen Dampfmaschinen, namentlich von Dampfschiffmaschinen erhalten zwei Kolbenstangen.

Beispiel. Welche Stärke hat man der schmiedeeisernen Kolbenstange einer doppeltwirkenden Dampfmaschine zu geben, die mit Dämpfen von 5 Atmosphären Spannung und ohne Condensation, also mit 4 Atmosphären Ueberdruck arbeitet, und eine Cylinderweite von 24 Zoll hat? Nach der letzten Formel ist diese Stärke

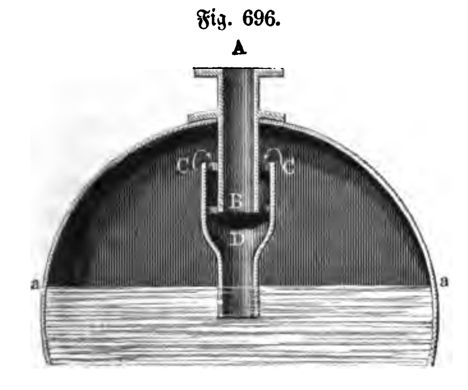
$$d_1 = 0{,}08\, d\,(\sqrt{5-1} + 0{,}25) = 0{,}08 \,.\, 2{,}25\, d$$
$$= 0{,}18\, d = 0{,}18 \,.\, 24 = 4{,}32 \text{ Zoll.}$$

§. 445 **Dampfrohr.** Der Dampf wird durch das Dampfrohr (franz. tuyau à vapeur; engl. steam-pipe) aus dem Dampfkessel zunächst in die Dampfkammer (franz. boîte à vapeur; engl. steam-box), d. i. in denjenigen

Raum geführt, wo die regelmäßige Vertheilung des Dampfes durch die sogenannte Steuerung statthat. In dem Dampfrohre befindet sich noch die Admissionsklappe (franz. valve regulatrice; engl. steam-valve), d. i. ein Drosselventil (s. Bd. I, §. 445), wodurch der Dampfzufluß und folglich auch die Dampfkraft regulirt werden kann.

Was zunächst das Dampfrohr anlangt, so hat man dasselbe an derjenigen Stelle in den Kessel einmünden zu lassen, wo die stärkste Dampfentwickelung statthat, und demselben vom Kessel aus eine aufsteigende Lage zu geben, damit das Fortreißen des Wassers mit dem Dampfe möglichst verhindert werde und das fortgerissene Wasser in den Kessel zurückfließen könne. Eine vorzügliche Einrichtung, wobei der Dampf möglichst trocken in das Dampfrohr tritt, ist in Fig. 696 abgebildet. Es ist hier an das Dampfrohr AB ein weiteres Rohr CCD angehängt, welches bis in das Kesselwasser herabgeht. Der bei CC eintretende Dampf läßt hier, bei seiner abwärts gerichteten Bewegung bis zur Mündung A des Dampfrohres, das mit fortgerissene Wasser größtentheils fallen.

Fig. 696.



Um die Bewegungshindernisse in dem Dampfrohre möglichst klein zu erhalten, muß man das Dampfrohr nicht unnöthig lang machen, in demselben alle plötzlichen Richtungs- und Querschnittsveränderungen zu vermeiden suchen und demselben eine ansehnliche Weite geben. Um aber den Wärmeverlust möglichst herabzuziehen, ist die Abkühlungsfläche klein, also das Dampfrohr kurz und eng zu machen, und diese Fläche oder das Dampfrohr mit schlechten Wärmeleitern zu umgeben, oder durch einen polirten Metallmantel zu umschließen. Man sieht, daß bei dem Dampfrohre ein anderes Verhältniß eintritt, als bei den gewöhnlichen Luft- oder Wasserleitungsröhren. Während die Röhren, namentlich aber die Einfallröhren, bei Wassersäulenmaschinen weit zu machen sind, damit sie möglichst kleine hydraulische Hindernisse darbieten, hat man den Dampfröhren nur eine mittlere Weite zu geben, damit die Abkühlung durch dieselbe nicht groß ausfalle, damit überhaupt die Summe aus den Arbeitsverlusten, welche die pneumatischen Hindernisse und die Abkühlung zugleich herbeiführen, ein Minimum werde. Die Untersuchung, in welche man bei Auffindung dieses Minimums verwickelt wird, ist jedoch zu weitläufig, als daß sie hier durchgeführt werden könnte. Wir können jetzt nur anführen,

daß man die Weite dieser Röhren gewöhnlich $^1/_5$ des Dampfkolbendurchmessers, also den Querschnitt $^1/_{25}$ der Kolbenfläche gleich macht. Hiernach ist die Geschwindigkeit des Dampfes 25mal so groß als die des Dampfkolbens; oder, da diese bei den meisten Maschinen 3 bis 5 Fuß beträgt, 75 bis 125 Fuß. Die Arbeitsverluste, welche aus dieser großen Dampfgeschwindigkeit entspringen, werden wir weiter unten näher kennen lernen; jedoch möge noch bemerkt werden, daß es zweckmäßig ist, die Dampfröhre eher etwas weiter als enger zu machen, zumal bei Maschinen mit Hochdruck und mit großer Kolbengeschwindigkeit.

Die Einrichtung einer Regulirungsklappe ist aus Fig. 697 zu ersehen. *AA* ist ein ausgebohrtes Stück des Dampfrohres, *B* die Klappe, *CX* die Axe derselben, *D* eine Stellschraube mit Gegenmutter, und *EF* der Hebel zur Bewegung der Klappe. Durch diese Klappe läßt sich der Dampf nicht ganz abschließen; um dies zu können, wendet man bei Hochdruckmaschinen ein besonderes Absperrventil an. Bei Tiefdruckmaschinen ist ein solches Ventil weniger nothwendig, da diese Maschinen durch Abstellung der Condensation in Stillstand versetzt werden können. Die Einrichtung eines Absperrventils ist aus Fig. 698 zu ersehen. Die Ventilplatte *AA* wird hier mittels des in eine Schraubenspindel *C* auslaufenden Stiels *CD* durch Umdrehung der Schraubenmutter *E* auf den Ventilsitz *BB* aufgedrückt. Das Stellrad *RR* mit der Handhabe *H* greift in das Zahnrädchen, welches die Schraubenmutter umfaßt; die Gabel *G* dient zum Festhalten der Schraubenstellung.

Fig. 697.

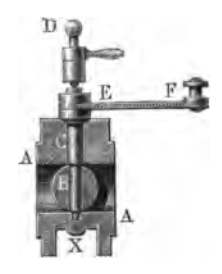
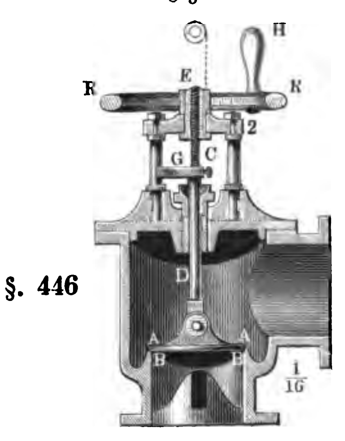


Fig. 698.



§. 446 **Steuerung.** Der in die Dampfkammer eingeführte Dampf wird durch besondere Canäle oder Dampfwege (franz. und engl. passages) in den Dampfcylinder und aus diesem heraus und in die freie Luft oder in den Condensator geführt. Das regelmäßige Zu- und Abführen des Dampfes erfolgt durch denjenigen Apparat, welchen man die Steuerung (franz. régulateur; engl. regulator) nennt. Auch hier, wie bei den den Dampfmaschinen so ähnlichen Wassersäulenmaschinen, unterscheidet man die innere und die äußere Steuerung. Die innere Steuerung (franz. le distributeur de la vapeur; engl. the steam-distributor) befindet sich im In-

neren des Dampfgehäuses und besteht aus Hähnen, Kolben, Klappen, Schiebern oder Ventilen, welche die Dampfwege abwechselnd eröffnen und verschließen. Von diesen wichtigen und sehr mannigfaltigen Theilen der Dampfmaschinen möge in Folgendem ausführlicher die Rede sein.

Die Kolbensteuerung wird bei den Dampfmaschinen nur selten angewendet; da wir sie bereits bei den Wassersäulenmaschinen kennen gelernt haben, so möge von ihr auch weiter nicht die Rede sein.

Die Steuerung durch Hähne ist ebenfalls wenig, und zwar nur bei kleinen Hochdruckmaschinen in Gebrauch; die Hähne führen sich schnell ab, erfordern viel Kraft zu ihrer Bewegung und geben zu enge Dampfwege. Bei den älteren Dampfmaschinen bestand die Steuerung in Hähnen, zumal aber in dem sogenannten Vierweghahne (franz. robinet à quatre voies ou à quatre ouvertures; engl. four-way cock), von dessen Anwendung bei Kolbenmaschinen schon in Bd. II, §. 297, die Rede gewesen ist.

Eigenthümliche Hahnsteuerungen hat Maudslay bei kleinen Dampfmaschinen, sowie Cavé bei oscillirenden Dampfmaschinen in Anwendung gebracht (s. Récueil des machines etc. par le Blanc).

Die gewöhnlichsten und vorzüglichsten Steuerungen bei Dampfmaschinen sind die Schiebersteuerungen, d. i. die mit Schiebern oder Schiebventilen (franz. tiroirs; engl. slide-valves), und die Ventilsteuerung, d. i. die mittels der Ventile (franz. soupapes; engl. valves).

Es giebt platte und hohle oder sogenannte Muschel- und Röhrenschieber. Die Kreis- oder Drehschieber (franz. tiroir à rotation; engl. rotating slide-valves) stehen zwischen den gewöhnlichen Schiebern und den Hähnen inne.

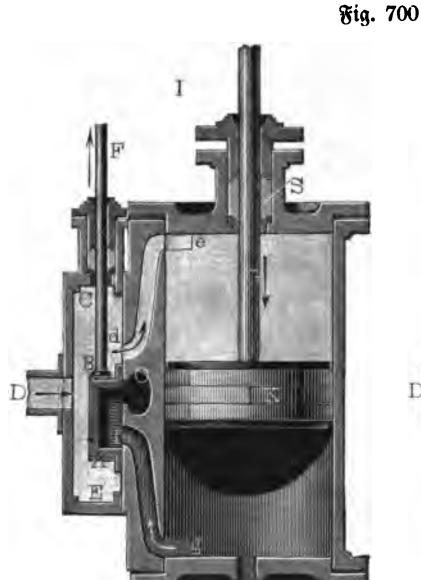
Die Drehschieber von Wilson sowie auch die von Corliß sind von den Hähnen nicht wesentlich verschieden. Der Schwarzkopf'sche Drehschieber hat eine Elidirung wie der Schitko'sche Hahn bei Wassersäulenmaschinen, s. §. 303. Den Durchschnitt desselben führt Fig. 699 vor Augen. Der durch die axialen Canäle D, D zuströmende Dampf tritt, je nach der Stellung des Schiebers, abwechselnd durch die Canäle A und B über und unter den Dampfkolben, wogegen der verbrauchte Dampf abwechselnd durch den einen oder andern dieser Canäle nach dem Einschnitt C des Schiebers geleitet wird, von wo aus er bei E zum Austritt gelangt. Um den einseitigen Druck des Drehschiebers gegen das Gehäuse desselben aufzuheben, ist der diametrale Canal DD angebracht, in welchem der Dampf nach der einen Seite genau ebenso stark drückt als nach der anderen.

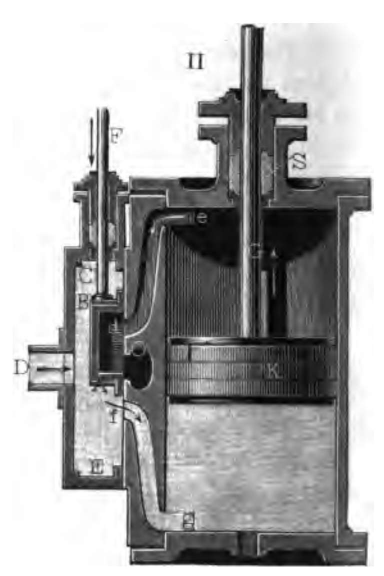
Fig. 699.



§. 447 **Schiebersteuerung.** Die Muschel- und Röhrenschieber sind die gewöhnlichsten Steuerungsmittel der Dampfmaschinen. Die ersteren haben die meiste Aehnlichkeit mit einem Schubkasten oder im Durchschnitte mit dem Buchstaben C, weshalb man sie auch Schubkastenventile oder C-Schieber nennen kann. Die Einrichtung der Steuerung mit dem Muschelschieber führt Fig. 700, I. und II., vor Augen. *AB* ist der Schieber, ein-

Fig. 700





geschlossen in der Dampfkammer *CDE*, beweglich durch die Stange *BF* und anliegend mit seinen abgehobelten Stirnflächen an der ebenfalls abgehobelten Metallfläche *df*. Der durch das Dampfrohr *D* zugeführte Dampf tritt bei der Stellung I. des Schiebers durch *de* über den Dampfkolben *K* und treibt denselben nieder, dagegen bei der Stellung II. durch *fg* unter den Kolben und nöthigt denselben zum Aufgange; im ersten Falle strömt der benutzte Dampf durch *gf* in den Schieberraum und von da durch den Weg *O* in die freie Luft oder in den Condensator, im zweiten Falle hingegen schlägt er den Weg *ed* ein und gelangt dann durch *O* ebenfalls in's Freie oder in den Condensator.

Bei großen Maschinen verursacht das bei jedem Spiele nöthige Anfüllen der Canäle *de* und *fg* zu viel Dampfverlust, weswegen man es hier vorzieht, den D- oder Röhrenschieber anzuwenden. Fig. 701 I. und II. zeigt eine solche Schiebersteuerung. Es tritt hier der Dampf durch die Mündung *D*

in das Innere des Schiebers *Ad*, und aus diesem, je nach der Stellung desselben, entweder bei *de* über oder bei *fg* unter den Kolben. Auf dem

Fig. 701.



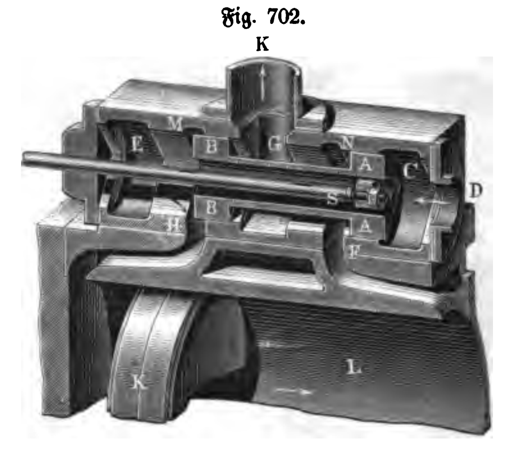


Rücken des Schiebers sitzt noch eine an beiden Enden offene Röhre *AB* mit halbkreisförmigem Querschnitte fest, und diese ist bei *A* und *B* abgelidert, um an dem halbcylindrischen Theile der Dampfkammer dampfdicht abzuschließen. Man sieht nun leicht ein, wie der benutzte Dampf während des Kolbenaufganges bei *ed* aus-, durch *BA* hindurchströmen und endlich bei *O* in den Condensator treten kann, und wie er dagegen beim Niedergange von *K* auf dem Wege *gfO* abgeführt wird.

Der letztere Schieber hat vor dem ersteren noch den Vorzug, daß er vom zutretenden Dampfe umgeben, daher nicht wie der erstere einseitig gedrückt wird, und folglich bei seiner Bewegung einen kleineren Reibungswiderstand zu überwinden hat, als der einfache C-Schieber. Dieser Widerstand verursacht bei größeren Maschinen mit hohem Druck einen Arbeitsaufwand von mehreren Pferdekräften. Deshalb hat man in neueren Zeiten auch kurze Schieber für Hochdruckmaschinen, ähnlich wie die langen Watt'schen Schieber, so construirt, daß sie vom Dampf nicht einseitig gedrückt werden und gleichsam in ihrer Führung schweben. Die Einrichtung eines solchen äqui-

librirten oder Entlastungsschiebers (franz. tiroir équilibré; engl. equilibrated slide-valve) nach Jobin (s. Bulletin de la Société d'Encouragement, T. V, 1858), angewendet an einer Dampfmaschine mit liegendem Cylinder, ist aus dem Durchschnitte in Fig. 702 zu ersehen. Die Dampfkammer CE hat viel Aehnlichkeit mit dem Steuercylinder einer Wassersäulenmaschine, und ebenso ist der Dampfschieber AB im Wesentlichen eine Verbindung von zwei Steuerkolben AA und BB mit einer hohlen Kolbenstange AB. Der bei D in die Dampfkammer eintretende Dampf füllt nicht allein die Räume C und E zu beiden Seiten des Dampfschiebers, sondern auch den inneren Raum S desselben aus, und drückt daher diesen Schieber von allen Seiten her gleich stark. Der aus dem Dampfcylinder L abströmende und durch das Ausblaserohr K ausströmende Dampf umhüllt den mittleren oder röhrenförmigen Theil AB des Schiebers von außen und giebt daher ebenfalls zu keinem Seitendrucke Veranlassung. Da die Dampfkammer an den beiden Stellen MH und NF, wo die Dampfcanäle einmünden, erweitert ist, so wird der Dampfschieber auch dann nicht einseitig eingedrückt, wenn er den einen oder den anderen dieser Canäle absperrt.

Fig. 702.

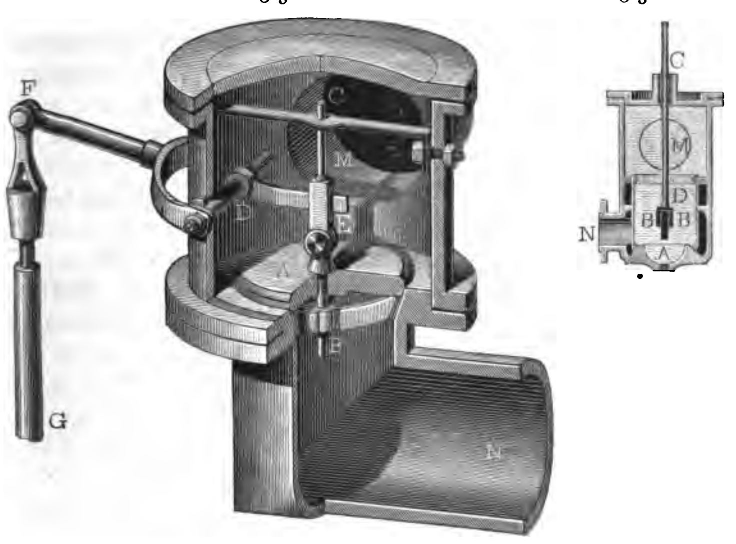


§. 448 **Ventilsteuerung.** Die Ventilsteuerung wird vorzüglich bei großen, zumal aber bei den einfachwirkenden Dampfmaschinen angewendet, da hier die Schieber zu groß ausfallen, um mit hinreichender Genauigkeit abschließen zu können, übrigens aber auch das Eröffnen und Abschließen der Dampfwege zu langsam vor sich geht. Die Ventile, welche man zur Steuerung verwendet, sind entweder Kegelventile (s. Bd. I, §. 445) oder Röhrenventile. Letztere unterscheiden sich von den ersteren dadurch, daß hier der Theil beweglich ist, welcher bei den Kegelventilen festsitzt, und der Theil ausschiebt, welcher dort den Sitz bildet. Beide Ventilarten sind entweder einfache oder doppelte; und letztere finden bei großen Maschinen deshalb ihre Anwendung, weil sie viel leichter zu bewegen sind, als die einfachen Ventile. Uebrigens werden die Ventile entweder durch Stangen oder Hebel in Bewegung gesetzt.

Zunächst zeigt Fig. 703 ein einfaches Kegelventil mit Hebelbewegung. Es ist hier *A* das Ventil, *BC* dessen Stiel, sowie *B* und *C* die büchsenförmige Leitung desselben; ferner *D* eine durch das Gehäuse hindurchgehende Drehaxe, *DE* ein Hebelarm im Inneren und *DF* ein solcher außerhalb des Gehäuses; jener ergreift den zu diesem Zwecke bei *E* ausgehöhlten Ventilstab, dieser aber ist mit einer Stange *FG* verbunden. Wird nun an der letzteren gezogen, so dreht sich die Hebelverbindung um *D*, es wird dadurch *A* gehoben und die Communication zwischen den Räumen *M* und *N* hergestellt.

In Fig. 704 ist dagegen ein Röhrenventil mit Stangenbewegung

Fig. 703. Fig. 704.

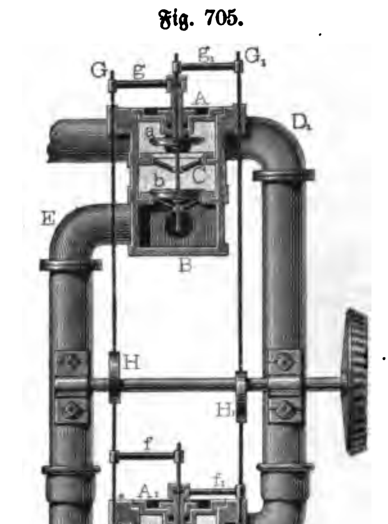


abgebildet. Hier ist die Ventilplatte *A* fest, und dagegen das Gehäuse *BB* beweglich, und zwar mit Hülfe einer durch eine Stopfbüchse *C* gehenden Ventilstange *CD*. Bei der Ventilstellung, welche in dieser Figur abgebildet ist, steht *B* auf *A*, und es ist die Verbindung der Räume *M* und *N* aufgehoben; wird aber *BB* mittels *CD* emporgezogen, so treten die Räume *M* und *N* in Communication und es kann nun Dampf von *M* durch *B* hindurch und unter *B* nach *N* strömen. Diese zuerst von Hornblower angewendeten Ventile haben den großen Vortheil, daß sie leichter zu bewegen sind, als die plattenförmigen Kegelventile, weil hier der Querschnitt eine Ringfläche, dort aber eine volle Kreisfläche ist.

Um von einem Punkte aus zwei Ventile mittels Stangen bewegen zu können, macht man die Stange des einen Ventiles hohl und steckt die Stange

des anderen Ventiles durch die Höhlung; auf diese Weise erhält man die sogenannten concentrischen Ventile von Murdoch. Eine vollständige Ventilsteuerung dieser Art ist in Fig. 705 abgebildet. Hier erfolgt die Vertheilung des Dampfes in zwei Kammern AB und $A_1 B_1$. Beide Kammern sind durch je zwei Ventilsitze in drei Kammern abgetheilt, und von diesen communiciren die oberen mit dem Dampfrohre DD_1, die mittleren mit dem Dampfcylinder und die unteren mit dem Ableitungsrohre EE_1. Es sind ferner FG und $F_1 G_1$ zwei durch Excentriks H, H_1 (§. 454) oder einen anderen Mechanismus auf- und niederbewegte Steuerstangen, welche mittels Querarmen f, g, f_1 und g_1 die Stiele ergreifen, an welchen die vier Ventile a_1, a, b_1 und b hängen. Man ersieht aus der Figur, daß die Stiele von a und b_1 hohl sind, die von b und a_1 aber durch jene hindurchgehen. Geht die Stange FG aufwärts, so öffnen sich die Ventile a und a_1, und es tritt Dampf aus DD_1 bei C in den Dampfcylinder und über den Kolben, wogegen der benutzte Dampf unter diesem Kolben bei C_1 aus dem Cylinder heraus- und von da in das Ableitungsrohr EE_1 strömt. Steigt hingegen $F_1 G_1$ auf und FG nieder, so wird b und b_1 geöffnet, a und a_1 aber geschlossen, und es strömt neuer Dampf bei C_1 unter den Kolben, wogegen der beim vorigen Spiele verbrauchte Dampf durch C zurück- und durch EE_1 abströmt.

Fig. 705.



§. 449 **Dampfventile.** Die Kraft zum Aufziehen eines einfachen Kegelventiles ist das Product aus Dampfdruck p und aus der Ventilfläche F; da nun aber bei großen Hochdruckmaschinen F und p bedeutende Factoren sind, so ist auch die Kraft und der nöthige Arbeitsaufwand zum Ziehen dieser Ventile sehr groß. Wir haben schon im vorigen Paragraphen angegeben, daß Röhrenventile, weil diese einen kleineren Querschnitt haben, einen kleineren Arbeitsverlust verursachen als Kegelventile, und müssen nun noch hinzufügen, daß man durch Anschließen eines Gegenkolbens oder Gegenventiles

den Kraftaufwand bei Kegelventilen bedeutend herabziehen kann. Ein **Kegelventil mit Gegenkolben** ist in Fig. 706 vor Augen geführt. *V* ist das Ventil, *K* der Gegenkolben und *CE* ein Seitenrohr, welches das nach dem Dampfcylinder führende Communicationsrohr *O* mit dem Raume unter dem Gegenkolben verbindet. Der Dampf drückt das Ventil nach oben und den Kolben nach unten ziemlich gleich stark; es besteht folglich die Kraft

Fig. 706.

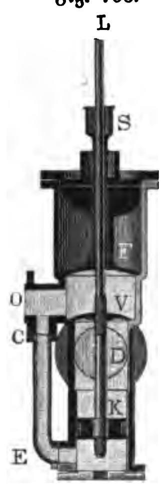
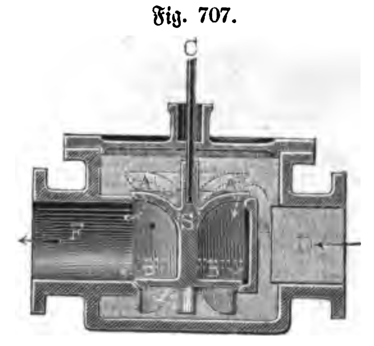


Fig. 707.



zum Aufziehen hauptsächlich nur in der Ueberwindung von Reibungen.

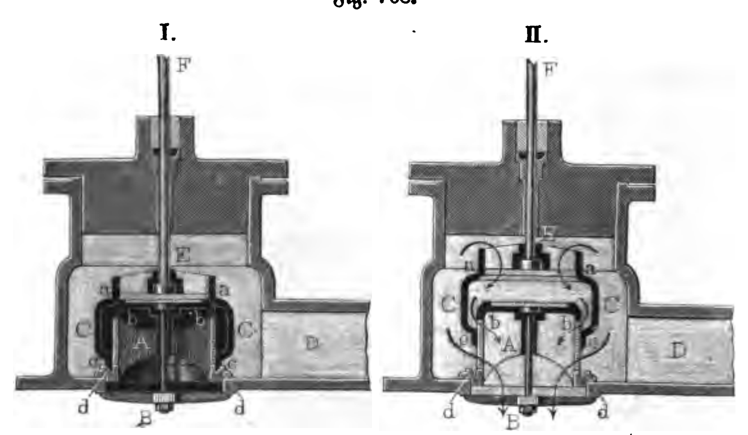
Ein zweites Ventil *F*, dessen Stange *FS* die Stange *KL*, worauf das Ventil *V* und der Kolben *K* sitzen, umgiebt, wird aufgezogen, um den Dampf nach vollbrachter Wirkung nach oben abzulassen.

Vollkommener wird allerdings der Zweck durch ein **Doppel- oder Laternenventil**, wie Fig. 707, erreicht. Es ist hier *AA* der eine und *BB* der andere Ventilteller, sowie *SC* der Stiel, wodurch das ganze Ventil aufgezogen wird. Der bei *D* zutretende Dampf umgiebt die beiden Ventile und deren Sitze von mehreren Seiten und drückt das eine Ventil fast ebenso stark von oben nach unten wie das andere von unten nach oben; es hat daher ein bei *C* angreifender Hebel nur eine mäßige Kraft auszuüben nöthig, um das Ventil zu heben. Sowie dies aber geschehen ist, kann der Dampf in den beiden ringförmigen Räumen zwischen den Ventilen und ihren Sitzen aus dem Ventilgehäuse heraus in die Dampfkammer *EF* treten und von da weiter fortgeleitet werden.

Endlich hat man auch doppelte Röhren, oder sogenannte **Glockenventile**, wie z. B. in Fig. 708 (a. f. S.), I. und II., abgebildet ist. Es sind hier die Ventilringe *bb* und *dd* fest, und es ist das Gehäuse *CC* mittels des Stieles *EF* beweglich. Ist das Ventil geschlossen, wie in I., so trifft die abgeschliffene Kegelfläche *aa* des Ventiles auf den ebenfalls kegelförmig abgeschliffenen

Umfang des Tellers *bb*, sowie die abgeschliffene Kegelfläche *cc* des Ventiles auf den konisch geschliffenen Umfang des Tellers *dd*. Es drückt dann der

Fig. 708.



bei *D* zuströmende Dampf das ganze Glockenventil ziemlich ebenso stark von oben wie von unten und es ist daher die Kraft zum Aufziehen des Ventiles sehr unbedeutend. Nach vollbrachtem Aufziehen (siehe II.) kann nun der Dampf durch die ringförmigen Räume zwischen *a* und *b* sowie zwischen *c* und *d* in den Ventilraum *A* und von da durch *B* nach dem Punkte des Bedarfes strömen.

Die specielle Einrichtung eines solchen Glockenventiles ist aus der Abbildung in Fig. 709 zu ersehen. Man sieht hier die vom Teller *G* herab-

Fig. 709.

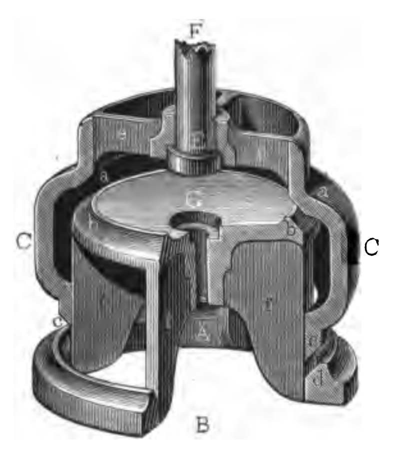
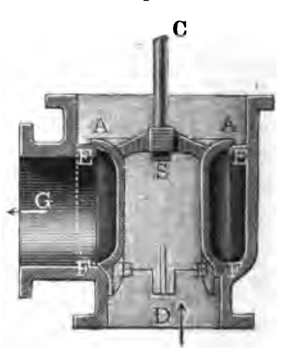


Fig. 710.

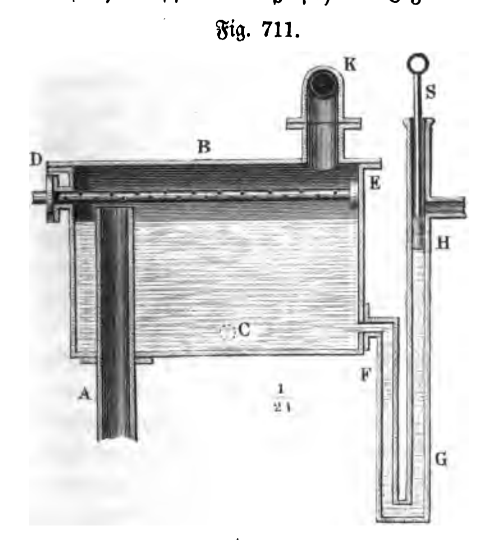


laufenden Flügel *f*, *f*..., welche der durch die Stange *EF* bewegten Glocke *CC* zur Führung dienen, sowie in *e*, *e* die Arme, welche die letztere mit der Stange *EF* verbinden.

Die Röhrenventile lassen sich ebenfalls doppelsitzig einrichten (siehe Reuleaux: „Ein neues Doppelsitzventil“ in der schweiz. polytechn. Zeitschrift 1856). Ein solches Ventil ist in Fig. 710 abgebildet. Es ist hier die das Ventil bildende und mittels der Stange *CS* zu bewegende Röhre *ABBA* an beiden Mündungen erweitert und außen kegelförmig abgedreht, sowie das Ventilgehäuse *EFFE* mit entsprechenden Sitzen *EE*, *FF* versehen. In der abgebildeten Stellung dieses Ventiles ist der bei *D* zutretende und den inneren Ventilraum ausfüllende Dampf von dem mit dem äußeren Ventilraume communicirenden Rohre *G* ganz abgesperrt, wird aber das Ventil gezogen, so kann der Dampf zwischen *AA* und *EE* sowie zwischen *BB* und *FF* hindurchgehen und nach *G* strömen. Die Kraft, mit welcher der Dampf das Ventil in seinen Sitzen aufdrückt, ist natürlich proportional der Differenz der Querschnitte *AA* und *BB*.

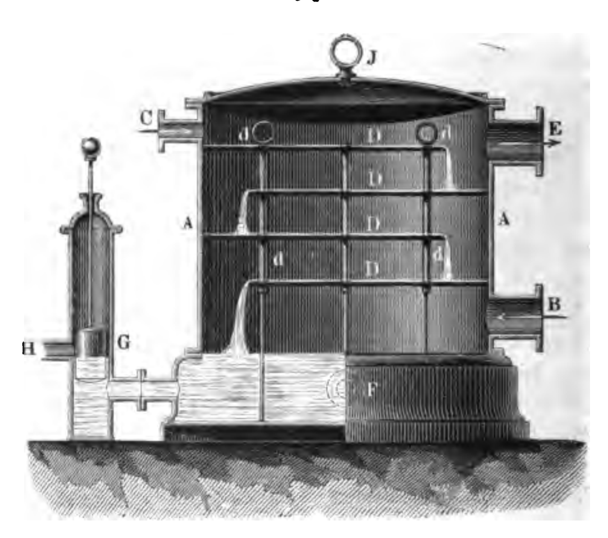
Condensator. Bei den Maschinen ohne Condensation strömt der Dampf, §. 450 nachdem er gewirkt hat, in freier Luft oder nach Befinden auch unter Wasser aus; bei den Maschinen mit Condensation hingegen wird er in den Condensator oder das Kühlgefäß (franz. condenseur; engl. condensor) geleitet. Im ersten Falle läßt man ihn auch gern durch einen Vorwärmer gehen, wo er das Speisewasser erwärmt, ehe es in die Speisepumpe tritt. Die Einrichtung eines solchen Apparates läßt sich aus Fig. 711 entnehmen. *A* ist das Austragerohr, welches den verbrauchten Dampf zunächst in das Reservoir *BC* leitet, und *DE* das Ausgußrohr der Kaltwasserpumpe, welches mit vielen kleinen Löchern versehen ist, wodurch das Wasser in feinen Strahlen in *BC* eingeführt wird. Dieses Wasser wird durch den Dampf erwärmt und größtentheils durch die bei *C* einmündende Speisepumpe nach dem Dampfkessel gedrückt; das überflüssige Wasser fließt aber durch

Fig. 711.



die mit einem Schwimmer S ausgerüstete Seitenröhre FGH, und der übrige Dampf durch das Rohr K ab. Vollkommener ist der in Fig. 712 abgebil-

Fig. 712.

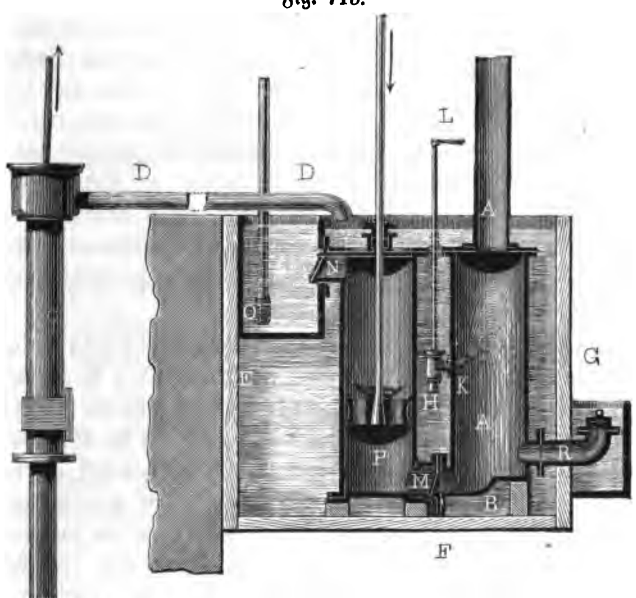


dete Vorwärmer ABC, in welchem das bei C eingeführte Speisewasser in dünnen Schichten auf den Platten $D, D\ldots$ hinläuft und nach und nach von der einen auf die andere herabfließt, wobei es durch den bei B ein- und bei E austretenden Dampf bis mindestens 70 Grad vorgewärmt wird.

Der Condensator, durch welchen man den größten Theil der verbrauchten Dämpfe niederzuschlagen beabsichtigt, ist ein gußeisernes Gefäß AB, Fig. 713, welches von außen mit kaltem Wasser umgeben wird, und in welches auch ununterbrochen kaltes Wasser, das sogenannte Injections- oder Einspritzwasser (franz. eau d'injection; engl. water for injection), in einem Bündel feiner Strahlen einströmt. Das zur Condensation nöthige kalte Wasser wird durch eine Pumpe C, die sogenannte Kaltwasserpumpe (franz. pompe d'eau froide; engl. cold-water pump) mittels des Rohres DD in das den Condensator umgebende Reservoir EFG gefördert. Im letzteren befindet sich auch der Apparat H, durch welchen das Einspritzwasser in das Innere des Condensators geführt wird. Dieses Wasser tritt aus dem großen Reservoir von unten in diesen Apparat und fließt durch das mit einem Seiherbleche geschlossene und der Brause einer Gießkanne ähnliche Mundstück HK mit großer Geschwindigkeit in den Condensator, da hier nur ein kleiner Druck von $^1/_{10}$ bis $^1/_8$ Atmosphäre vorhanden ist. Zum Regu-

liren dieses Einspritzwassers dient ein Ventil oder ein Hahn, welcher durch einen Hebel L mittels einer Stange LH gestellt wird. Mit dem Conden-

Fig. 713.



sator in Verbindung ist eine Pumpe, die sogenannte Luftpumpe (franz. pompe à air; engl. air-pump); diese hat den Zweck, die sich aus dem Einspritzwasser entwickelnde atmosphärische Luft, sowie den noch übrigbleibenden Dampf und das aus dem niedergeschlagenen Dampfe und aus dem Einspritzwasser hervorgehende warme Wasser aus dem Condensator fortzuschaffen. Sie ist eine gewöhnliche Saugpumpe mit dem durchlochten Kolben P, dem Saugventile M und dem Druckventile N; ihre weitere Beschreibung gehört nicht hierher. Das warme Wasser fließt bei N in das Heißwasserreservoir NO, aus dem ein kleiner Theil durch die Speisepumpe mittels des Saugrohres O dem Kessel als Speisewasser zugeführt wird. Endlich steht mit dem Condensator noch ein kurzes, mit einem sich nach außen öffnenden Ventile versehenes Rohr R in Verbindung. Dieses Rohr heißt das Ausblaserohr, sowie sein Ventil das Ausblaseventil oder die Ausblaseklappe (franz. soupape à souffler; engl. blow-valve); es dient dasselbe dazu, die Luft abzuleiten, die sich in dem Condensator nach längerem Stillstande der Maschine angesammelt hat.

Zur Erlangung einer vollkommeneren Condensation wendet man in der neueren Zeit statt der einfachwirkenden, doppeltwirkende Luft- und Warmwasserpumpen an.

Ein kurzes Barometer, welches in den Condensator einmündet, dient dazu, den Luftdruck in demselben anzuzeigen (die Barometerprobe).

Außer dem im Vorstehenden beschriebenen Einspritzcondensator von Watt hat man noch den Oberflächencondensator von S. Hall in Anwendung gebracht. Bei letzterem strömt der Dampf durch ein System von Röhren, welche von außen mit kaltem Wasser umgeben sind. Der Umstand, daß die Oberflächencondensation sehr große Abkühlungsflächen erfordert, ist Ursache, daß dieselbe noch keine allgemeine Anwendung gefunden hat. Wegen des Salzgehaltes des Meerwassers ist es nöthig, von Zeit zu Zeit einen Theil des Kesselwassers der Seeschiffe abzulassen, wobei natürlich ein namhafter Wärmeverlust statt hat; deshalb wäre eine vollkommenere Oberflächencondensation, wo dieses Ablassen nicht nöthig ist, für die Dampfschifffahrt von großer Wichtigkeit.

§. 451 **Maschinensysteme.** Durch die gewöhnlichen Kolbendampfmaschinen wird unmittelbar nur eine geradlinig wiederkehrende, z. B. eine auf- und niedergehende, oder eine hin- und hergehende Bewegung in der geraden Linie erzeugt. Wenn sich nun die Arbeitsmaschine, welche von der Dampfmaschine zu bewegen ist, ebenfalls geradlinig wiederkehrend bewegen soll, so läßt sich die Verbindung dieser Maschinen entweder unmittelbar oder mittels eines Hebels bewerkstelligen; wenn dagegen die Arbeitsmaschine, wie meistens, eine ununterbrochene Kreisbewegung annehmen soll, so ist noch eine besondere Zwischenmaschine (s. §. 108) erforderlich, welche die geradlinig wiederkehrende Bewegung der Dampfmaschine in die verlangte stetig kreisförmige Bewegung der Arbeitsmaschine umsetzt. Gewöhnlich besteht diese Zwischenmaschine

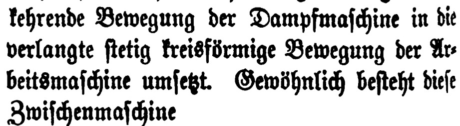
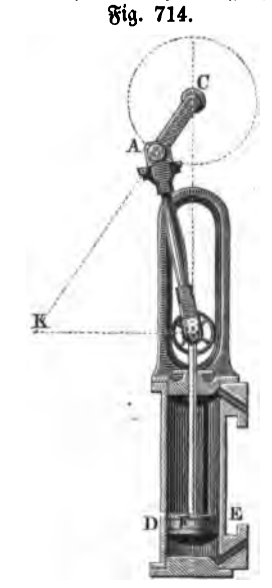


Fig. 714.



1) aus einer Kurbel oder einem Krummzapfen (franz. manivelle; engl. crank) (s. §. 142),

2) aus einer Kurbel-, Lenk- oder Pleylstange (franz. bielle; engl. connecting rod), und

3) aus einem Schwungrade (franz. volant; engl. fly-wheel).

Die Kurbel CA, Fig. 714, bildet einen Theil der Welle C und ist mittels der Kurbelstange AB mit der Kolbenstange BF verbunden. Damit der Stangenkopf B von der Kurbelstange nicht zur Seite gezogen werde,

ist dieser mit einem besonderen Mechanismus, der sogenannten Geradführung, verbunden, und damit die Kurbelwelle C in Folge der veränderlichen Wirkung der Kurbelstange auf dieselbe nicht ungleichförmig umlaufe, wird auf dieselbe ein Schwungrad (s. §. 111) aufgesetzt. Die gewöhnlichen Kolbendampfmaschinen sind stationäre, d. i. an irgend einer Stelle fest aufgestellte; locomobile Dampfmaschinen, welche auf einem Wagen stehend nach dem Punkte des Bedarfs gefahren werden können, finden vorzüglich ihre Anwendung in der Landwirthschaft.

Die verschiedenen stehenden Kolbendampfmaschinen lassen sich in folgende Systeme zusammenstellen: §. 452

I. Nach der Anzahl der Dampfcylinder giebt es
   1) eincylindrige,
   2) zweicylindrige Dampfmaschinen.

II. In Hinsicht auf die Lage der Dampfcylinder hat man
   1) solche mit festen und
   2) solche mit beweglichen Cylindern.

Im ersten Falle sind die Cylinder
   a. verticalstehend,
   b. horizontal- oder
   c. geneigtliegend.

Im zweiten Falle haben die Cylinder
   a. eine schwingende,
   b. eine rotirende Bewegung.

III. In Hinsicht auf die Dampfwirkung sind die Dampfmaschinen
   a. einfachwirkende,
   b. doppeltwirkende.

IV. In Hinsicht auf die Uebertragung der Dampfkraft hat man
   1) directwirkende oder
   2) indirectwirkende,

und im letzten Falle wieder entweder
   a. solche mit Balancier oder
   b. solche ohne Balancier.

Außer den Kolbendampfmaschinen hat man auch noch rotirende oder Raddampfmaschinen, wo der Dampf auf die Schaufeln eines im Inneren eines Gehäuses eingeschlossenen Rades wirkt und dasselbe in Umdrehung setzt. Diese directwirkenden Rotationsmaschinen haben aber keine allgemeine Ver-

breitung erlangt (s. die Verhandlungen des Vereins für Gewerbefleiß in Preußen, Jahrgang 1838). Das in Fig. 580, Seite 766, abgebildete Wassersäulenrad kann auch als eine solche Raddampfmaschine benutzt werden. In England haben noch die sogenannten Scheibendampfmaschinen (disc-engines) von Bishopp die meiste Verbreitung gefunden (s. The Steam Engine etc. by Tredgold, Vol. III, by J. Weale, 1853, sowie Traité des machines à vapeur etc. par C. E. Jullien, Sect. I.).

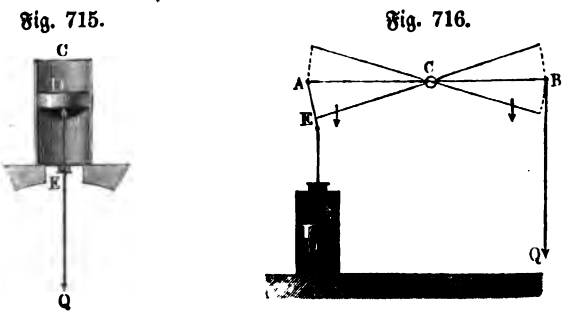
Die locomotiven Dampfmaschinen dienen nur zu einer besonderen Arbeitsverrichtung der fortschaffenden Mechanik, nämlich zum Fortschaffen der Lasten mittels Wagen und Schiffen, oder sogenannte Dampfwagen und Dampfschiffe.

§. 453 Mehrere der oben aufgezählten Dampfmaschinensysteme sind in folgenden Abbildungen skizzirt.

Fig. 715 stellt eine einfach- und directwirkende Dampfmaschine dar. Die Last, z. B. die Pumpenlast Q einer Dampfkunst, hängt hier unmittelbar an der Kolbenstange DE und wird mittels des Dampfkolbens D durch die Kraft des unter D befindlichen Dampfes emporgehoben.

Fig. 716 ist dagegen die Skizze von einer einfachwirkenden Dampfmaschine mit Balancier; es ist ACB der um C drehbare Balancier, DE

Fig. 715. Fig. 716.



die Kolbenstange, AE das Verbindungsglied zwischen dem Balancier und dieser Stange und BQ die Stange, woran die Last angeschlossen ist.

Fig. 717.

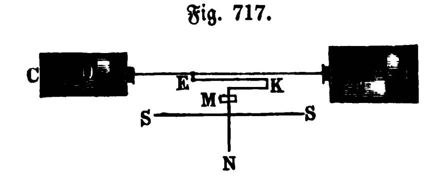


Fig. 717 ist ferner die Skizze einer liegenden doppelt- und directwirkenden Dampfmaschine. Der Dampfkolben D bewegt hier mittels der verlängerten Kolbenstange DF einen anderen Kolben F, z. B. den eines Cylindergebläses; zur Erzeugung einer regelmäßigen Bewe-

gung ist an diese Stange mittels einer Kurbelstange *EK* und einer Kurbel *MK* ein um die Axe *MN* umlaufendes Schwungrad *SS* angeschlossen.

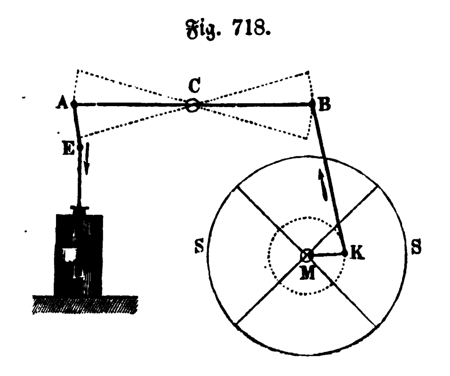


Fig. 718.

Fig. 718 stellt eine doppeltwirkende Balanciermaschine mit Drehbewegung vor; *MK* ist der Krummzapfen, *BK* die Lenkstange und *SS* das zur Erhaltung einer möglichst gleichförmigen Drehbewegung nöthige Schwungrad; die übrigen Bezeichnungen sind die vorigen.

Fig. 719 ist eine Maschine ohne Balancier, Fig. 720 eine solche ohne Lenkstange.

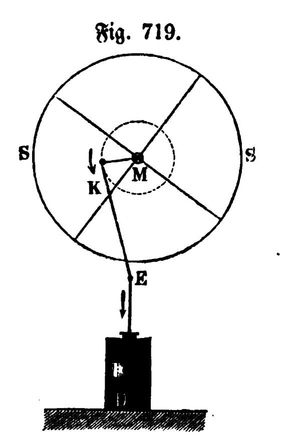


Fig. 719.

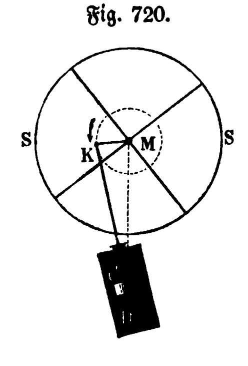


Fig. 720.

Damit die Kolbenstange in Fig. 718, 719 und 720 senkrecht auf- und niedergehe, ist bei *E* ein besonderer Leitungsapparat angebracht; und damit bei der sich um *C* schwingenden Maschine in Fig. 720 die Kolbenstange *CK* nur in ihrer Axenrichtung sich bewegen könne, ist ein Leitungsapparat auf den schwingenden Cylinder aufgesetzt. Ist die Entfernung *CM* der Schwingungsaxe *C* von der Drehungsaxe *M* kleiner als die Länge *MK* des Kurbelarmes, so geht die schwingende Bewegung des Dampfcylinders in eine rotirende über.

Fig. 721 (a. f. S.) ist die Skizze einer doppeltwirkenden Dampfmaschine wie die in Fig. 719, nur ist hier, um Raum zu ersparen, die Kurbelstange nicht am Ende einer massiven Kolbenstange, sondern in der Mitte *D* einer hohlen Kolbenstange *EF* angeschlossen.

Fig. 722 ist eine zweicylindrige, doppeltwirkende Dampfmaschine ohne Balancier, nach Maudslay. Beide Kolbenstangen BD,

Fig. 721.

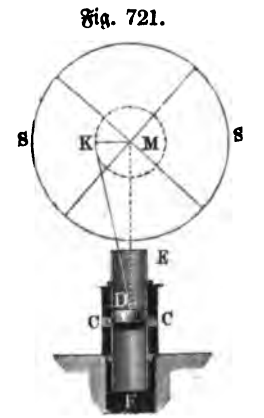
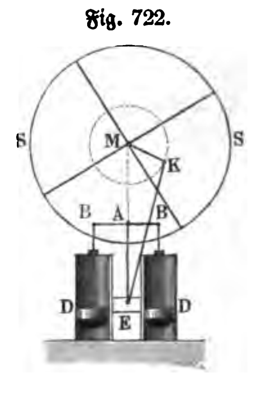


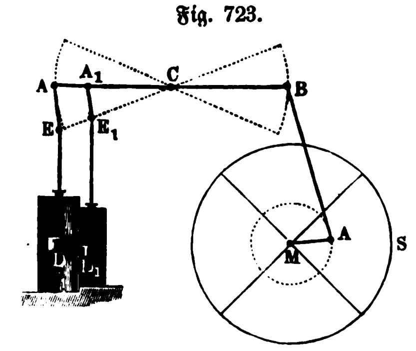
Fig. 722.



BD sind hier durch ein Querhaupt BAB mit einander, und letzteres ist wieder durch eine dritte Stange AE mit einem zweiten Querhaupte E verbunden, welches in einer Senkrechtführung zwischen beiden Cylindern beweglich ist und mit der Kurbelstange KE in Verbindung steht.

Fig. 723 ist die Skizze einer sogenannten Woolf'schen Dampfmaschine mit zwei Cylindern, deren Kolben gleichzeitig auf- und niedergehen und durch die Kolbenstangen DE, D_1E_1... an einen Balancier ACB angeschlossen sind. Der Dampf, welcher den größeren Kolben D in Bewegung setzt, hat vorher schon im kleineren Cylinder D_1 gewirkt.

Fig. 723.



In neueren Zeiten construirt man, namentlich für die französische Marine, Woolf'sche Dampfmaschinen mit drei liegenden Cylindern ABC, Fig. 724, wovon nur der mittlere B mit frischem Dampf gespeist wird, während in den beiden anderen Cylindern A und C der Dampf nur durch Expansion wirkt. Die drei Kolbenstangen D, E, F dieser Maschinen sind mittels der Kurbelstangen G, H und EO an die dreifach gekröpfte Kurbelwelle KL angeschlossen, deren äußere Warzen M und N auf den Quadranten gegen einander gestellt sind, während die mittlere Warze O um den Winkel von $\pm$ 135 Grad von den ersteren abweicht.

Fig. 725 stellt endlich eine Dampfmaschine mit zwei schiefliegenden Cy-

lindern dar. Der Anschluß der Kolbenstangen DE, $D_1 E_1$ an die Kurbeln MK, MK_1 ist genau derselbe wie bei der Maschine in Fig. 719. Der Winkel KMK_1 zwischen den beiden Kurbelarmen ist gleich dem Winkel DMD_1 zwischen beiden Kolbenstangen minus 90 Grad. Liegen, wie bei den Dampfwagen, die Cylinder auf derselben Seite, so ist $DMD = 0$ Grad, und daher der Winkel zwischen beiden Kurbelwarzen 90 Grad.

Fig. 724.

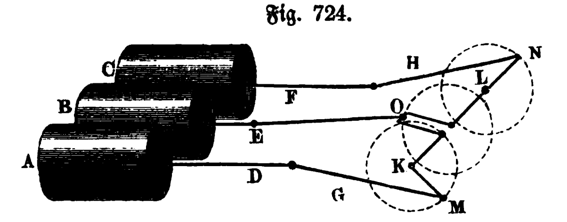
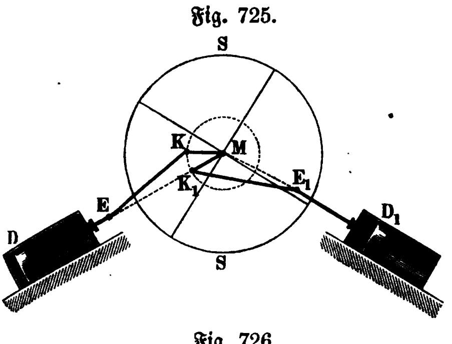
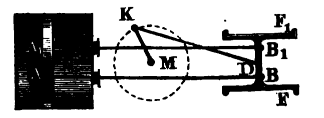


Fig. 725.



Eine liegende Schiffsdampfmaschine mit zwei langen Kolbenstangen AB, $A_1 B_1$ stellt Fig. 726 dar. Wegen Raumersparniß findet hier die Kurbelwelle M sammt Kurbelstange KD im Raume zwischen dem Cylinder C und der Führung FF_1 Platz.

Fig. 726.



Excentriks. Die innere Steuerung, bestehend in den sogenannten Distributoren, muß durch die Maschine selbst in Bewegung gesetzt werden; es ist daher nöthig, daß dieselbe mit der Kolbenstange oder mit einem anderen von der Dampfmaschine bewegten Maschinentheile, z. B. mit dem Balancier oder mit der Schwungradwelle, verbunden werde. Die Vorrichtungen, welche diese Verbindung hervorbringen, bilden die sogenannte äußere Steuerung, und diese besteht im Wesentlichen entweder §. 454

1) aus stetig umlaufenden excentrischen Scheiben (franz. excentriques; engl. eccentrics); oder

2) aus oscillirenden Hebeln (franz. encliquetages; engl. levers),

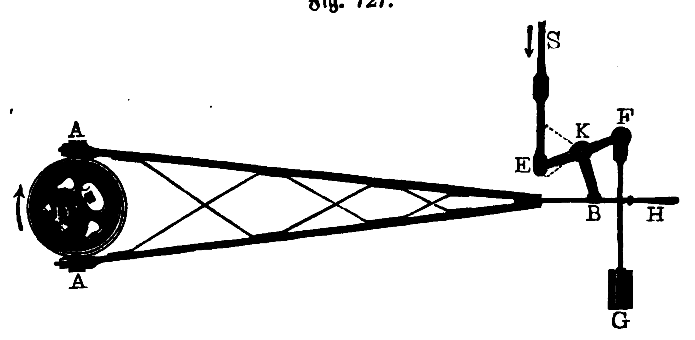
und man wendet jene nur bei doppeltwirkenden, diese hingegen vorzüglich bei einfachwirkenden Dampfmaschinen an, weil diese Maschinen keine stetige Kreisbewegung haben.

Das Excentrik oder die excentrische Scheibe kommt in sehr verschie-

denen Formen vor, namentlich hat man kreisförmige, trianguläre und dann noch vielerlei zahnförmige Excentriks. Das Kreisexcentrik ist aber von allen äußeren Steuerungsapparaten der einfachste und der gewöhnlichste; von ihm möge daher auch zunächst nur die Rede sein.

Das Kreisexcentrik besteht in einer gußeisernen cylindrischen Scheibe ACA, Fig. 727, welche sich um eine Axe D dreht, die von ihrer geometrischen Axe

Fig. 727.



C abweicht, und wird von einem Bande aus Messing oder Schmiedeeisen umgeben, welches an das Ende einer langen, aus Eisenstäben zusammengesetzten Stange, der sogenannten Excentrikstange ABA, festgeschraubt ist. Das andere Ende dieser übrigens noch mit einer Handhabe H ausgerüsteten Stange ergreift den einen Arm KB eines Winkelhebels, an dessen anderem Arme KE die Schieberstange ES angeschlossen ist; um das Gewicht der letzteren auszugleichen, ist endlich noch an einem dritten Arme KF ein Gegengewicht G angehängt. Die Wirkung dieses Apparates ist leicht erklärlich; der Mittelpunkt C des Excentriks beschreibt bei jeder Umdrehung der Schwungradwelle, worauf das Excentrik gewöhnlich sitzt, einen Kreis, und schiebt dabei auch das Halsband um den der Excentricität CD gleichen Halbmesser dieses Kreises nach allen Richtungen auswärts, und folglich auch die Lenkstange in ihrer Axenrichtung um $2.\overline{CD}$ hin und zurück. An dieser Bewegung nimmt natürlich auch das Ende B der Lenkstange Theil, und es wird dieselbe auch durch den Winkelhebel BKE auf die Schieberstange ES übertragen.

Bei manchen Maschinen, namentlich aber bei denjenigen, welche zur Förderung in Schächten dienen, ist es nöthig, dieselben zu jeder Zeit umsteuern, d. i. in der entgegengesetzten Richtung umgehen lassen zu können. Dies wird nun erreicht, wenn man der Steuerung die entgegengesetzte Stellung giebt, weil dann auch die entgegengesetzte Seite des Treibkolbens mit der Dampfkammer in Communication tritt. Fig. 728 führt nur eins von den älteren Hülfsmitteln, welche man zur Erreichung dieses Zweckes ange-

wendet hat, vor Augen. Es ist hier außer dem Winkelhebel EKB noch ein zweiter um die Axe K_1 drehbarer Hebel $E_1 K_1 B_1$ angebracht und durch

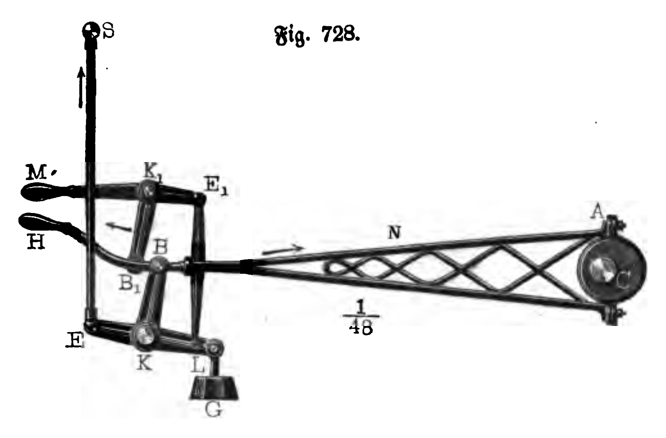


Fig. 728.

die Stange $E_1 L$ mit dem ersten verbunden. Um umzusteuern, hat man nur nöthig, beim mittleren Stande des Dampfkolbens, die Excentrikstange mit ihrem Auge von dem Bolzen B des ersten Hebels abzuheben und mittels der Handhabe M den oberen Hebel so zu bewegen, daß nun das Auge über dem Bolzen B_1 dieses Hebels zu liegen kommt. Dadurch wird auch der Dampf auf die entgegengesetzte Seite des Kolbens geleitet und daher auch das entgegengesetzte Kolben- und Steuerungsspiel bewirkt. Noch einfacher wird dieses Umsteuern durch Anwendung der Stephenson'schen Coulisse erreicht, deren Einrichtung und Wirkung weiter unten behandelt wird.

Watt'sche Dampfmaschine. Die Anwendung einer vereinigten Excentrik- und Schiebersteuerung führt Fig. 729 (a. f. S.) in einer Abbildung einer Niederdruck-Dampfmaschine von Watt vor Augen; auch giebt dieselbe ein deutliches Bild von einer vollständigen Maschine und ihren wesentlichen Theilen. Es ist hier A der Dampf- oder Treibcylinder, B der Dampf- oder Treibkolben in demselben, und C die Dampfkammer, in welcher der durch das Dampfrohr a zugeleitete Dampf durch einen Röhrenschieber bb so vertheilt wird, daß er bald durch den Weg c_1 unter, bald durch den Weg c über den Kolben B treten und denselben auf- oder niedertreiben kann. Ferner ist D der Condensator und E die Luftpumpe; in jenem wird der durch das Rohr d aus dem Cylinder tretende Dampf nach vollbrachter Arbeit condensirt, und durch diese wird die Luft und das Wasser in ein Reservoir F gebracht, aus dem erstere durch Oeffnungen im Deckel entweicht, letzteres aber größtentheils durch eine Seitenröhre abfließt. Ein kleiner Theil dieses Condensationswassers fließt aber auf dem Wege nn in die Speisepumpe m, und §. 455

wird von da durch das Rohr $o\,o_1\,p$ in den Dampfkessel gedrückt. Hinter der Speisepumpe befindet sich die nur von außen sichtbare Kaltwasserpumpe q, welche ununterbrochen kaltes Wasser durch das Rohr $q\,r$ in das Reservoir schafft,

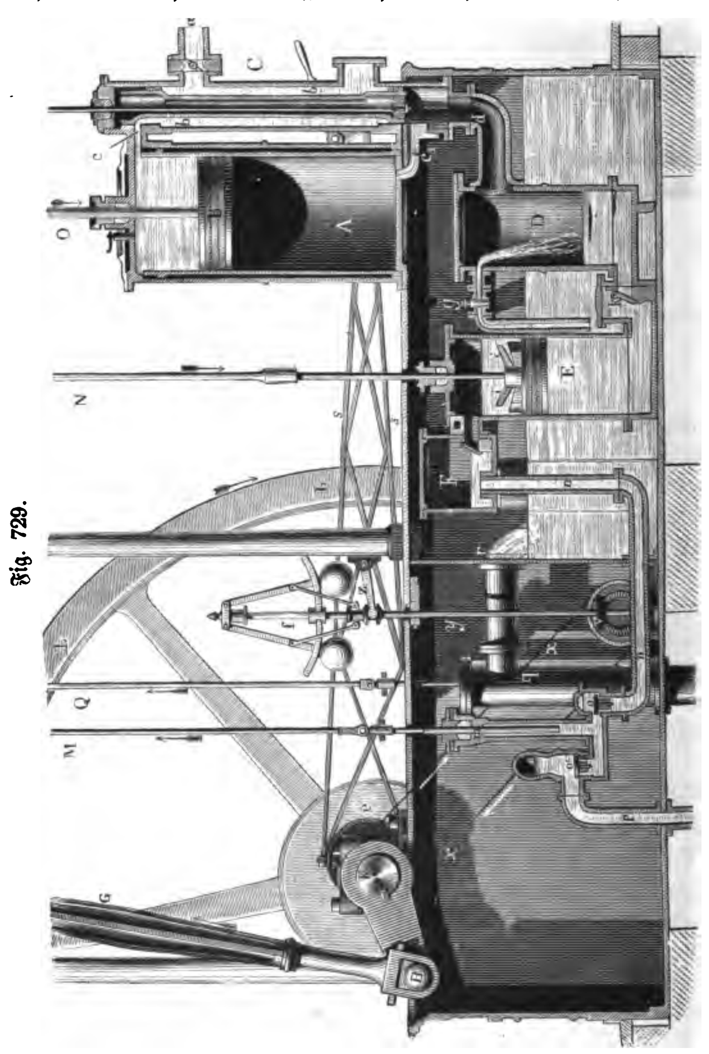


Fig. 729.

das D und E umgiebt. Noch sieht man in O die Treibkolbenstange und in N die Kolbenstange der Luftpumpe sowie in M und Q die der Speise- und Kaltwasserpumpen, alle vier, und zwar erstere durch ein sogenanntes Watt'sches Parallelogramm, an einen (in der Abbildung nicht sichtbaren)

Balancier angeschlossen. Die schwingende Bewegung, welche der Treibkolben dem Balancier ertheilt, wird durch die Kurbelstange G auf einen Krummzapfen HK übertragen und geht hier mit Unterstützung eines Schwungrades LL in eine stetige Kreisbewegung über. Auf der Welle dieses Rades sitzt noch das Kreisexcentrik e, welches mittels seiner Lenkstange ss und eines (in der Abbildung nicht sichtbaren) Winkelhebels die Steuerschieberstange auf- und niederzieht. Die nähere Einrichtung des Steuerapparates u. s. w. ist aus den Figuren 701 und 727 zu ersehen und aus dem Früheren schon bekannt.

Der Apparat f ist der sogenannte Centrifugalregulator, der mittels einer Schnur xx ohne Ende und mittels des Räderwerkes v und der Welle y durch die Schwungradwelle in Umdrehung gesetzt wird und durch seine Stangen sowie durch den Hebel z mit dem Drosselventile im Dampfrohre so in Verbindung gesetzt ist, daß bei Zu- oder Abnahme der Geschwindigkeit, durch Auseinandergehen oder Zusammenfallen zweier Metallkugeln, dieses Ventil mehr geschlossen oder mehr geöffnet und dadurch der Dampfzutritt erschwert oder erleichtert, also auch eine größere Veränderung in der Geschwindigkeit verhindert wird.

Die ausführliche Beschreibung und Theorie dieses Apparates sowie die des Watt'schen Parallelogrammes u. s. w. muß einem besonderen Abschnitte im dritten Bande aufbewahrt bleiben.

Voreilen des Schiebers. Die Wege (franz. lumières; engl. ports), §. 456
welche den Dampf aus der Dampfkammer in den Cylinder führen, müssen einen gewissen Querschnitt haben, damit sie nicht zu großen Widerständen Veranlassung geben. Am besten ist es, man macht die Querschnitte dieser Canäle so groß wie den Querschnitt des Dampfrohres, nämlich $\frac{1}{25}$ von der Kolbenfläche; zuweilen, namentlich bei Hochdruckmaschinen, macht man sie auch noch größer, nämlich $\frac{1}{20}$ bis $\frac{1}{15}$ der Kolbenfläche. Um zur Bewegung des Schiebers möglichst wenig Arbeit aufwenden zu müssen, ist es nöthig, die Mündung der Dampfwege mehr breit als hoch zu machen, weil dann der Weg des Schiebers kleiner ausfällt (vergl. Bd. II, §. 327). Gewöhnlich macht man das Verhältniß zwischen Breite und Höhe dieser Mündungen $= 4 : 1$ oder $5 : 1$.

Uebrigens bringt aber der Schieber noch besondere Verengungen hervor, zumal, wenn er durch ein gewöhnliches Kreisexcentrik bewegt wird, weil er die Mündungen der Dampfwege nicht plötzlich, sondern allmälig eröffnet und verschließt. Damit der Dampf möglichst gleichmäßig und die Maschine möglichst vortheilhaft wirke, ist es nöthig, daß der Schieber den Dampfweg schon zu eröffnen anfange, wenn der Treibkolben noch nicht ganz seinen letzten Weg zurückgelegt hat, weil dann beim Anfange des entgegengesetzten Kolbenweges der neu einströmende Dampf mit aller Stärke wirken kann.

Aus dem entgegengesetzten Grunde ist es ebenso auch vortheilhaft, daß der Schieber schon vor dem Ende des Treibkolbenweges den Dampfzutritt aufhebe und den Dampfabführungsweg eröffne. Man bringt dieses zeitigere Eröffnen der Dampfwege durch gewisse Verhältnisse zwischen den Dimensionen des Schiebers und denen der Dampfwege, sowie durch eine gewisse Stellung des Excentriks zum Krummzapfen hervor, und nennt es das Voreilen (franz. avance; engl. the lead) des Schiebers. Nach den gemachten Erfahrungen ist besonders das zeitigere Eröffnen des Abzugsweges von Vortheil, und man findet bei den bestehenden besseren Maschinen, daß das Voreilen des Schiebers auf der Seite des Abflusses $^1/_{25}$ bis $^1/_{15}$ ist, d. h. daß der Schieber beim tiefsten oder höchsten Kolbenstande eine Abflußöffnung herstellt, deren Höhe $^1/_{25}$ bis $^1/_{15}$ von dem ganzen Wege des Schiebers ist. Das Voreilen des Dampfschiebers auf der Seite des Zutrittes ist dagegen viel kleiner und beträgt oft nur $^1/_{100}$ des ganzen Schieberweges.

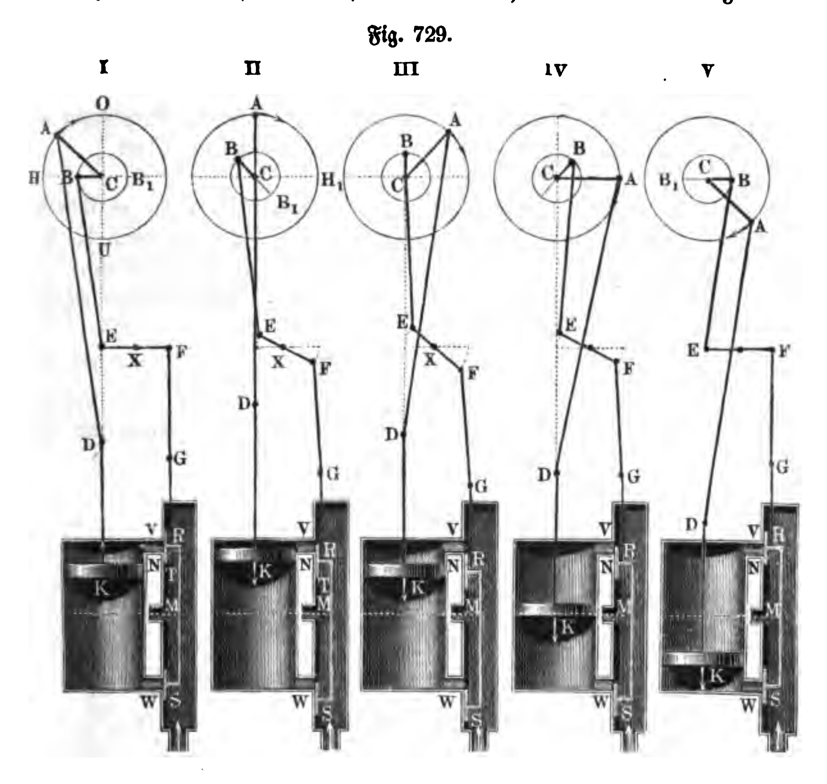
§. 457 **Schieberstellungen.** Die Art und Weise, wie der Dampfschieber durch seine verschiedenen Stellungen die Dampfwege eröffnet und verschließt, wird durch Fig. 729 (I, II, III, IV, V) veranschaulicht. Es sind hier *V*, *W* und *M* die drei Dampfwege; *V* führt über und *W* unter den Kolben, hingegen *M* in die freie Luft. Der Dampf umgiebt vor seinem Eintritte in den Cylinder den Schieber von außen und tritt durch *V* oder *W* in den Cylinder, je nachdem der Schieber herab- oder heraufgelassen ist. Diese Einrichtung findet in der Regel bei den Hochdruckmaschinen Statt, wogegen bei den Watt'schen oder Tiefdruckmaschinen der Dampf durch *M* zugeführt wird und erst nach seiner Wirkung den Schieber von außen umgiebt. Ziehen wir hier jedoch nur die erste Art der Dampfvertheilung in Betracht.

Die mittlere Schieberstellung ist unter I und V dargestellt, bei ihr findet weder ein Dampfzutritt noch ein Dampfabfluß aus dem Cylinder Statt. Rückt der Schieber herab, so daß er in die Stellung II kommt, so werden die Zu- und Abführungswege eben erst eröffnet, und gelangt er in die tiefste Stellung III, so sind beide Wege vollkommen aufgeschlossen; steigt der Schieber wieder bis IV, so tritt der Abschluß beider Wege ein, und kommt er in die Stellung V, so findet wieder wie in I vollkommene Absperrung Statt. Beim weiteren (in der Abbildung nicht dargestellten) Steigen des Schiebers wird anfangs der untere Weg des Dampfes aufgeschlossen, und die Abführung des Dampfes über den Kolben ermöglicht; später, bei der höchsten Schieberstellung, sind die Canäle zum Zu- und Abführen des Dampfes am meisten aufgeschlossen; beim hierauf erfolgenden Niedergehen des Schiebers tritt wieder das Absperren dieser Wege ein, und zuletzt gelangt der Schieber wieder in die Stellung V, wobei ein zweites Spiel desselben beginnt.

Soll nun ein Voreilen des Schiebers stattfinden, sollen also die Dampf-

wege beim höchsten und tiefsten Kolbenstande etwas eröffnet sein, so muß das Excentrik bei diesen Kolbenständen den Schieber in die Stellungen II

Fig. 729.



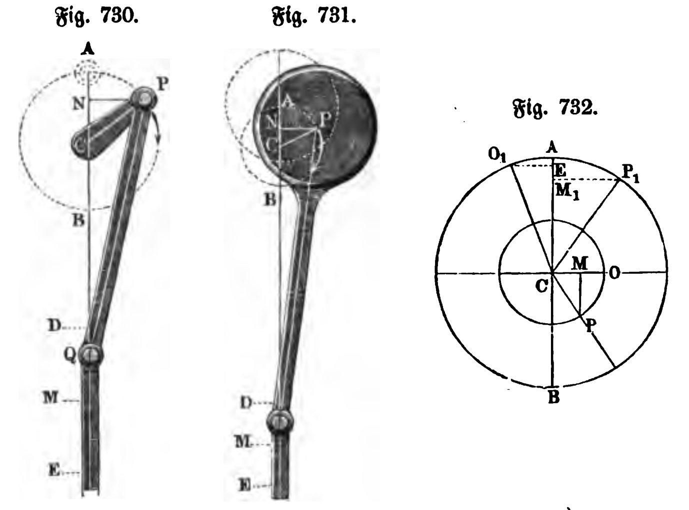
und VI (nicht dargestellt) bringen; und daher die mittlere Schieberstellung schon etwas vor dem höchsten und tiefsten Kolbenstande eintreten. Es wird dann aber auch der tiefsten und höchsten Schieberstellung noch keineswegs der mittlere Kolbenstand entsprechen, und endlich der Dampf eine Zeit lang auf beiden Seiten des Kolbens abgesperrt werden, ehe dieser das Ende seines Weges erreicht hat. Bei diesem Absperren wird der Dampf auf der einen Seite des Kolbens sich ausdehnen und auf der anderen sich comprimiren müssen, wodurch allerdings Kraftverlust, zugleich aber auch eine Dampfersparniß erwächst. Es ist nun auch leicht zu erachten, wie durch Veränderung der Breite RT der Schieberflächen, insbesondere der sogenannten Deckung derselben (franz. recouvrement; engl. lap, cover), die Zeit zum Zulassen, Absperren und Ablassen des Dampfes verändert werden kann. Vermindert man die äußere Deckung, oder die Breite der Schieberfläche

RT durch Wegnahme bei *R*, von außen, so tritt bei unverändertem Schieberwege eine längere Zulassung des Dampfes durch *V* oder *W* ein; vermindert man die innere Deckung oder Breite der Schieberfläche durch Wegnahme bei *T*, von innen, so erfolgt dagegen ein zeitigeres und länger anhaltendes Ablassen des Dampfes durch *M*. Giebt man dagegen der Schieberfläche und dadurch auch der Deckung eine größere Breite, so findet das Gegentheil in Hinsicht auf das Zulassen, Absperren u. s. w. des Dampfes Statt.

§. 458 **Bewegungsgesetz der Kurbel.** Um nun noch zeigen zu können, wie durch richtige Stellung des Excentriks gegen den Krummzapfen die soeben näher betrachteten Schieberstellungen hervorgebracht werden können, ist es nöthig, vorher die Bewegungsverhältnisse dieser Maschinentheile wenigstens im Allgemeinen kennen zu lernen.

Denken wir uns die Warze *P* der Kurbel als einen Punkt, und nehmen wir an, daß sich derselbe mit dem Halbmesser $\overline{CA} = \overline{CB} = r$ um die Axe *C*, Fig. 730, drehe. Kommt die Warze *A* durch Drehung um den

Fig. 730. Fig. 731.



Winkel $ACP = \beta$ vom höchsten oder sogenannten todten Punkte *A* nach *P*, so gelangt die Lenkstange $AD = l$ in die Lage *PQ*, und es ist nun der gleichzeitige Weg des Stangenendes in der Richtung der Centrallinie *CD*:

$$\overline{DQ} = \overline{AN} + \overline{NQ} - \overline{AD},$$

d. i.:
$$s = r - r\cos.\beta + \sqrt{l^2 - r^2 (\sin.\beta)^2} - l$$
$$= r(1 - \cos.\beta) - l\left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r \sin.\beta}{l}\right)^2}\right],$$

oder, da die Stangenlänge l fünf- oder noch mehrmals größer als der Halbmesser r des Warzenkreises ist, annähernd

$$s = r\,(1 - cos.\beta) - \frac{r^2\,(sin.\beta)^2}{2\,l},$$

wofür wir aber selbst nur den Werth

$$s = r\,(1 - cos.\beta)$$

annehmen wollen. Den durch den letzteren Ausdruck angegebenen Weg würde das Stangenende D allerdings nur dann beschreiben, wenn die Stange unendlich lang wäre.

In Wirklichkeit hat die Warze eine Cylinderform; dadurch wird aber in dem Bewegungsverhältnisse nichts geändert, denn der Mittelpunkt des Auges von dem Stangenkopfe fällt stets mit der Warzenaxe zusammen, es hat also dieser Punkt dieselbe Bewegung, als wenn er unmittelbar an die Axe P angeschlossen wäre. Dieses Verhältniß ändert sich nicht, wenn auch die Warze noch so dick ist, selbst wenn sie, wie Fig. 731 zeigt, einen größeren Halbmesser hat als der Warzenkreis. Da in diesem Falle die Kurbel in ein Kreisexcentrik übergeht, so folgt, daß sich die Formel

$$s = r\,(1 - cos.\beta)$$

auch auf das Kreisexcentrik anwenden läßt, wenn dessen Stangenlänge $\overline{DA}$ die Excentricität $r = \overline{CA}$ vielfach übertrifft.

Schiebercurve. Bei der mittleren Stellung des Dampfschiebers muß, um dem Obigen zu entsprechen, das Excentrikmittel auch in der Mitte O, Fig. 732, die Warzenaxe O_1 hingegen noch um einen gewissen Winkel $O_1\,CA = \alpha$ vor dem todten Punkte A stehen, weil bei dieser Schieberstellung der Dampfkolben sein Spiel noch nicht ganz vollendet haben soll. Dreht sich dann die Welle, auf welcher das Excentrik und die Kurbel zugleich sitzen, um einen Winkel $O\,CP = O_1\,CP_1 = \beta$, so schiebt das Excentrik den Schieber um einen Weg §. 459

$$\overline{MP} = y = r\,sin.\beta$$

fort, während der Dampfkolben erst noch den Rest

$$\overline{EA} = r_1\,(1 - cos.\alpha)$$

seines Aufganges $2\,r_1$ und dann noch den Weg

$$\overline{AM_1} = r_1\,[1 - cos.(\beta - \alpha)]$$

niedergehend zurücklegt, so daß er von seinem mittleren Stande um

$$\overline{CM_1} = x = r_1\,cos.(\beta - \alpha)$$

absteht. Führt man in die Formeln

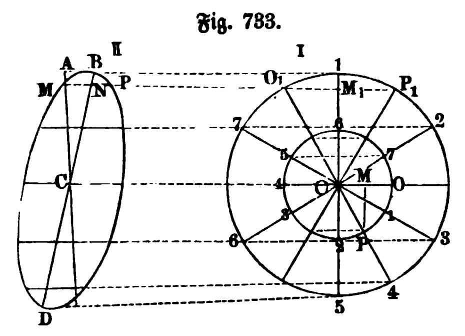
$$x = r_1\,cos.(\beta - \alpha)$$

und

$$y = r\,sin.\beta$$

für β alle Werthe von 0^0 bis 360^0 ein, so bekommt man dadurch alle möglichen Stellungen des Dampfschiebers gegen den Dampfkolben, und um dieselben zu veranschaulichen, kann man noch die Wege x und y als Coordinaten an einander antragen, und die entsprechende Curve, das sogenannte Schieberdiagramm, aufzeichnen. Die Art und Weise, wie diese Curve anzufertigen ist, wird nun durch Fig. 733, I und II vor Augen geführt. In I stellt der größere Kreis den Kurbelkreis, der kleinere den Excentrikkreis vor, und II führt die aus x und y construirte Curve vor Augen. Gleiche Zahlen an beiden Kreisen bezeichnen entsprechende Stellungen der Kurbel und des Excentriks; steht dieses auf O, 1, 2 u. s. w., so hat jene auch die Stellung O_1, 1, 2 u. s. w.; ist das Excentrik von O bis P gerückt und hat es den Schieber um

Fig. 733.



$$\overline{MP} = y = r \sin.\beta$$

aus der Mitte geschoben, so ist der Krummzapfen ebenfalls von O_1 nach P_1 gegangen, und es steht der Kolben um

$$\overline{CM_1} = x = r_1 \cos.(\beta - \alpha)$$

von seinem mittleren Stande ab. Tragen wir nun in II, $CM = x$ als Abscisse und $\overline{MP} = y$ als Ordinate auf, so bekommen wir in P einen Punkt der gesuchten Curve. Setzen wir $\beta = \alpha$, so erhalten wir die Coordinaten $\overline{CA} = r_1$ und $\overline{AB} = r \sin.\alpha$ für den Punkt B, durch den sich eine Axe BD der Curve führen läßt; und nimmt man die Abscissen auf dieser Axe an, so bekommt man eine sehr einfache Gleichung für diese Curve. Es ist für den Winkel $BCA = \delta$, um welchen die neue Abscissenaxe von der alten abweicht,

$$tang.\delta = \frac{AB}{CA} = \frac{r}{r_1} \sin.\alpha,$$

daher die neue Abscisse:

$$\overline{CN} = x_1 = \frac{CM}{\cos.\delta} = \frac{x}{\cos.\delta} = \frac{r_1 \cos.(\beta - \alpha)}{\cos.\delta},$$

und die neue Coordinate:

$$\overline{NP} = \overline{MP} - \overline{MN},$$

d. i.:

$$y_1 = y - x\,tang.\delta = r \sin.\beta - r \cos.(\beta - \alpha) \sin.\alpha$$
$$= r\,[\sin.(\beta - \alpha + \alpha) - \cos.(\beta - \alpha) \sin.\alpha] = r \sin.(\beta - \alpha) \cos.\alpha;$$

da nun

$$[sin. (\beta - \alpha)]^2 + [cos. (\beta - \alpha)]^2 = 1 \text{ ist,}$$

so folgt hier:

$$\left(\frac{y_1}{r\, cos. \alpha}\right)^2 + \left(\frac{x_1\, cos. \delta}{r_1}\right)^2 = 1.$$

Setzt man $\frac{r_1}{cos. \delta} = a$ und $r\, cos. \alpha = b$, so erhält man schließlich die bekannte Gleichung der Ellipse:

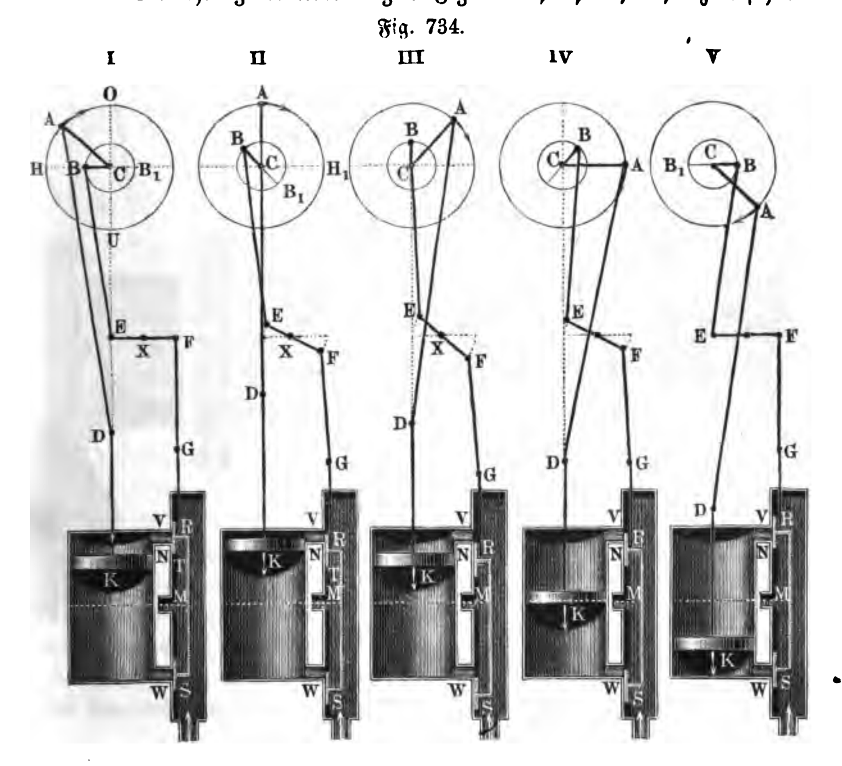
$$\left(\frac{x_1}{a}\right)^2 + \left(\frac{y_1}{b}\right)^2 = 1;$$

es ist also auch die behandelte Curve eine Ellipse und es sind die Halbaxen derselben:

$$a = \frac{r_1}{cos. \delta} \text{ und } b = r\, cos. \alpha.$$

Excentriksteuerung. Die Art und Weise, wie der Dampfschieber mittels eines Excentriks bewegt und die Dampfmaschine gesteuert wird, ist aus der Betrachtung der Abbildung in Fig. 734 I, II, III, IV, V zu ersehen. §. 460

Fig. 734.



Der Dampfkolben K setzt hier mittels der Kolbenstange KD und der Kurbelstange DA den Krummzapfen CA in Umdrehung. Auf der Welle C des letzteren sitzt zugleich das Excentrik für die Steuerung fest, dessen Mittelpunkt B sich wie die Warze eines zweiten Krummzapfens gemeinschaftlich mit der Welle C umdreht und hierbei einen Kreis vom Halbmesser CB durchläuft. Der Schieber RS, dessen Bewegungen oben (§. 457) betrachtet worden sind, ist durch eine gegliederte Stange FGR mit einem gleicharmigen Hebel EF in Verbindung gesetzt, und letzterer wieder mittels einer Stange BE an den Kraft- oder Mittelpunkt B des Excentriks angeschlossen

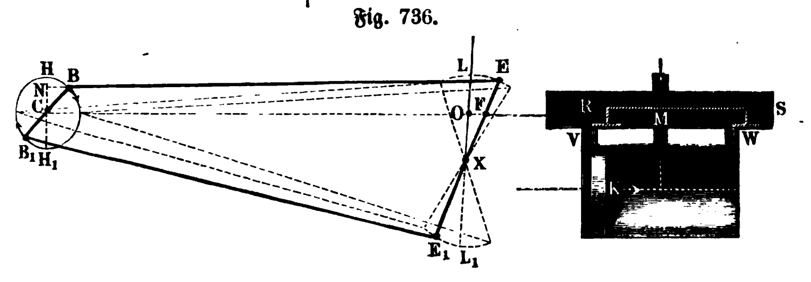
Fig. 735.

in Folge dessen macht daher der Schieber dieselben Bewegungen in entgegengesetzter Richtung, als wenn er unmittelbar in E an die Excentrikstange angeschlossen wäre, und folglich auch genau dieselben Bewegungen in derselben Richtung, wenn letzterer mit einem Excentrik in Verbindung stände, dessen Warze B_1 der Warze B des ersteren genau gegenübersteht. Wäre nun der Centriwinkel ACB_1 zwischen der Warzenmitte des Krummzapfens und der

Mitte B_1 des Excentriks, $= 90$ Grad, so würde der Schieber RS in der Mitte stehen, sowie der Kolben K am Ende seines Weges ankommt, und dagegen der erstere das eine oder andere Ende seines Weges erreichen, wenn der letztere den halben Hub zurückgelegt hat. Damit aber der Dampfweg bereits ein wenig eröffnet ist, wenn der Dampfkolben seinen Rückweg antritt (s. II, Fig. 735), so muß der Winkel ACB_1 um eine gewisse Größe $ACO = H_1CB_1 = \alpha$ größer als 90 Grad sein.

Doppelexcentriks mit Steuerrahmen. Um den Schieberweg zu verändern und dadurch eine größere oder kleinere Zeit des Dampfzulassens und Dampfabsperrens zu erhalten, hat man nur nöthig, den Drehungspunkt X des Hebels EF zu verändern, und folglich diesen Hebel selbst in einen ungleicharmigen zu verwandeln. Noch leichter erreicht man aber diesen Zweck durch Anwendung eines Doppelexcentriks, wie Fig. 736 darstellt. Die Mittelpunkte B und B_1 zweier um C laufenden Ex- §. 461

Fig. 736.



centriks stehen hier einander genau gegenüber, und beide sind durch Stangen BE und B_1E_1 an einen gleicharmigen Hebel EE_1 angeschlossen, dessen Drehungspunkt X beliebig gehoben oder gesenkt werden kann. Dieser Hebel ergreift den Kopf F der Schieberstange FR, ohne jedoch mit demselben fest verbunden zu sein; es wird daher der Schieber nur in der Richtung seiner Stange FR von diesem Hebel hin- und hergeschoben. Ist die Stangenlänge $BE = B_1E_1$ sehr groß gegen die Armlängen CB und XE, so kann man annehmen, daß die Angriffspunkte E und E_1 in der Richtung CF dieselben Wege machen wie die Excentrikmittel B und B_1; da nun aber der Weg von E_1 entgegengesetzt ist dem Wege von E, so folgt, daß bei Durchlaufung dieser Wege der Mittelpunkt X des Hebels EE_1 seinen Ort behält, und daß der Weg eines anderen Punktes F in demselben Verhältnisse kleiner als der Weg von E ausfällt, als seine Entfernung XF von der Mitte X kleiner ist als die Entfernung XE des Angriffspunktes von eben dieser Mitte. Ist folglich s der Weg $\overline{NB} = \overline{LE}$, welchen der Schieber zurücklegen würde, wenn er unmittelbar an das Excentrik B angeschlossen wäre, so fällt dagegen derselbe hier nur

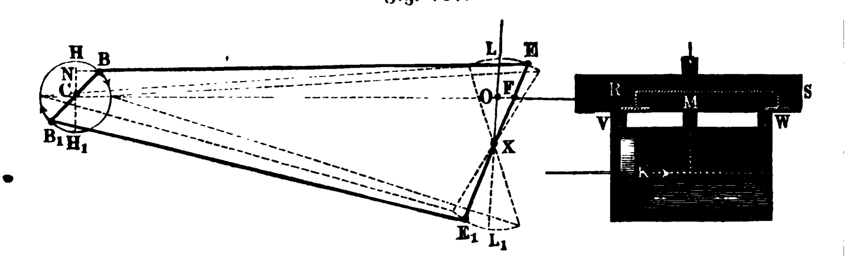
$$\overline{OF} = \frac{XF}{XE} \cdot \overline{LE},$$

d. i.

$$s_1 = \frac{y}{c} s$$

aus, wenn der Angriffspunkt F der Schieberstange von der Hebelmitte X um $\overline{XF} = y$ absteht, während die Armlänge $\overline{XE} = \overline{XL} = c$ ist.

Fig. 737.



Da sich durch Heben und Senken des Hebelcentrums X die Armlänge $\overline{XF} = y$ zwischen c und $-c$ beliebig abändern läßt, so kann man auch den Schieberweg zwischen s und $-s$ beliebig abändern. Hebt man das Centrum X in das Niveau der Schieberstange, so bleibt dieselbe in Ruhe, bringt man aber dasselbe über dieses Niveau, so nimmt diese Stange eine entgegengesetzte Bewegung an, stellt man endlich das eine oder das andere Ende E oder E_1 des Hebels in dieses Niveau, so geht der Schub des einen oder anderen Excentriks unmittelbar auf den Schieber über. Hiernach ist nun auch leicht zu ermessen, wie durch diesen Steuerungsmechanismus leicht ein Umsteuern und ein Stillstand der Dampfmaschine hervorgebracht werden kann (vergl. §. 454). Dieser Steuerungsmechanismus ist unter dem Namen die Stephenson'sche Coulissensteuerung (franz. coulisse de Stephenson; engl. Stephenson's link-motion) bekannt. Die ausführliche Theorie derselben wird im dritten Theile dieses Werkes abgehandelt (s. auch die Schrift des Herrn Professors Zeuner über die Schiebersteuerungen, Freiberg 1862, 2te Aufl., ferner die Schiebersteuerungen bei Dampfmaschinen von T. Hentschel, Leipzig 1859).

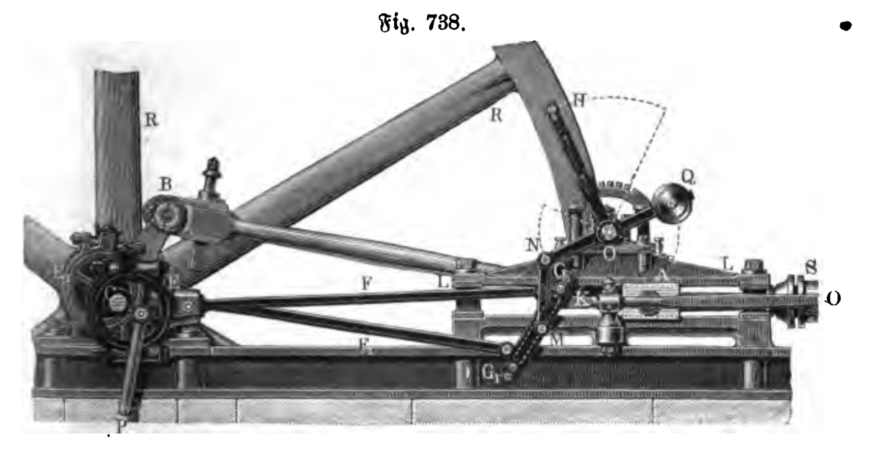
§. 462 **Ventilsteuerung mit Excentriks.** Die Ventile lassen sich zwar auch durch Excentriks in Bewegung setzen, jedoch eignen sich hierzu Hebelwerke besser, weil dieselben ein schnelleres Oeffnen und Verschließen bewirken. Bei den einfachwirkenden Maschinen und überhaupt bei den Dampfmaschinen, an welchen gar keine Rotation vorkommt, läßt sich natürlich nur diese Steuerungsart in Anwendung bringen.

Eine Ventilsteuerung mit Excentriks ist bereits oben §. 448 beschrieben und in Fig. 705 abgebildet worden. Es werden hier die Ventilstangen *FG* und $F_1 G_1$ durch zwei Excentriks *H* und H_1 auf- und niederbewegt, und es sitzen die letzteren auf einer horizontalen Welle auf, welche mittels eines Zahnrades durch die Dampfmaschine selbst in Umdrehung gesetzt wird.

Die im Folgenden beschriebene und in den Figuren 738 und 739 abgebildete horizontale Dampfföردermaschine von Révollier (s. Armengaud, Publication Industr. 11 Vol., sowie „Civilingenieur", Bd. 4) hat eine vollkommnere Ventilsteuerung mit Excentrikbewegung.

Fig. 738 giebt nur die Seitenansicht von dem äußeren Steuermechanismus nebst denjenigen Maschinentheilen, wodurch die geradlinig hin- und hergehende Bewegung der Kolbenstange in eine kreisförmige verwandelt wird.

Fig. 738.

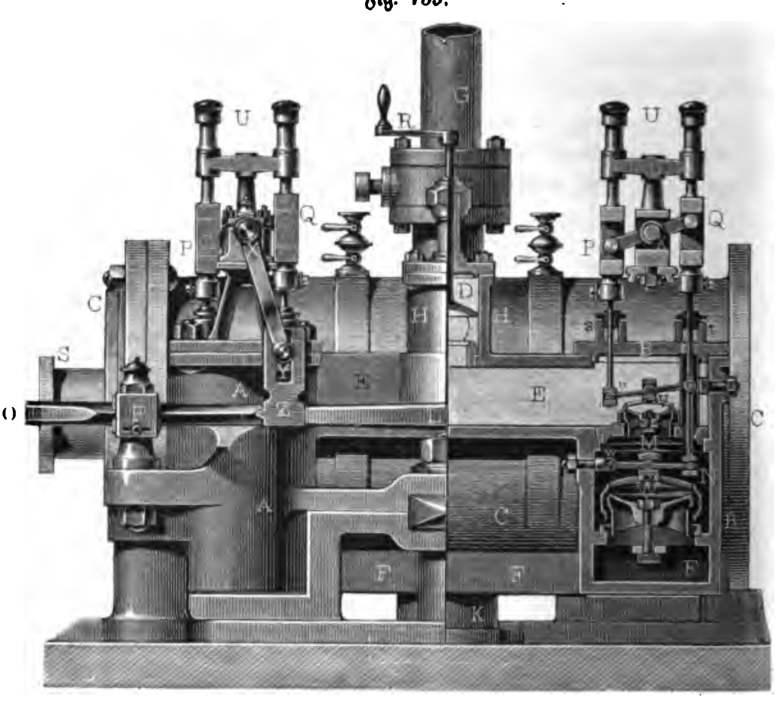


Es ist *A* der in der Leitung *LL* gleitende Kopf der Kolbenstange, welche letztere mittels der Stopfbüchse *S* aus dem hier nicht abgebildeten Dampfcylinder geführt wird; ferner ist *AB* die Kurbelstange und *BC* die Kurbel, wodurch die Umsetzung der geradlinigen Bewegung des Stangenkopfes *A* in die rotirende Bewegung der Welle *C* des Schwungrades *RR* erfolgt. Auf dieser Welle sitzen zwei Excentriks *E* und E_1, wovon an dem ersteren noch die Kurbelstange *P* für die Speisepumpe angebracht ist, und beide erfassen mittels ihrer Stangen *F* und F_1 die Stephenson'sche Coulisse GG_1, in welche der Kopf der Stange *KO* eingreift, wodurch die Steuerventile bewegt werden. Die Coulisse ist in der Mitte *M* an einem um *O* drehbaren Hebel *NQ* aufgehangen, welcher mittels des Gewichtes *Q* äquilibrirt wird. Mit Hülfe des Armes *OH*, welcher mit dem Hebel *NQ* ein Ganzes bildet, kann man die Coulisse heben und senken, und überhaupt so stellen, daß sie

den Stangenkopf K in jeder beliebigen Stelle zwischen den Aufhängepunkten G und G_1 ergreift.

Die Abbildung in Fig. 739 zeigt den eigentlichen Steuerungsapparat halb in einer Seitenansicht und halb im Längendurchschnitte. Es ist CCC der in der Abbildung größtentheils durch den Steuerungsapparat bedeckte Dampfcylinder mit der auch in der vorigen Figur sichtbaren Stopfbüchse S,

Fig. 739.



sowie OL die in der Leitung F gehende Schubstange KOL, deren in der Coulisse sitzende Kopf K die vorige Figur vor Augen führt. Der Dampfcylinder CCC bildet mit den beiden cylindrischen Ventilkästen AA und BB und den beiden Dampfcanälen EE und FF ein Ganzes, und es steht der eine dieser Canäle durch den Aufsatz H mit dem Dampfrohre G, sowie der andere durch den cylindrischen Canal K mit dem Ausblaserohre in Verbindung. Der Dampfzutritt wird mittels der Kurbel R durch das Ventil D regulirt, und füllt nicht allein den ganzen Canal EE, sondern auch die oberen Räume der Ventilkammern AA und BB aus. In jeder dieser Kammern sitzen zwei Ventile, ein kleineres oder Admissionsventil V und ein größeres oder Emissionsventil W. Bei Eröffnung des ersteren tritt der

Dampf in die mittlere Abtheilung *M* der Ventilkammer und von da in den nach dem Cylinder führenden Dampfweg *N*; bei Eröffnung des letzteren strömt er dagegen aus *N* nach *M* und von da durch *W* nach *F* und *K*.

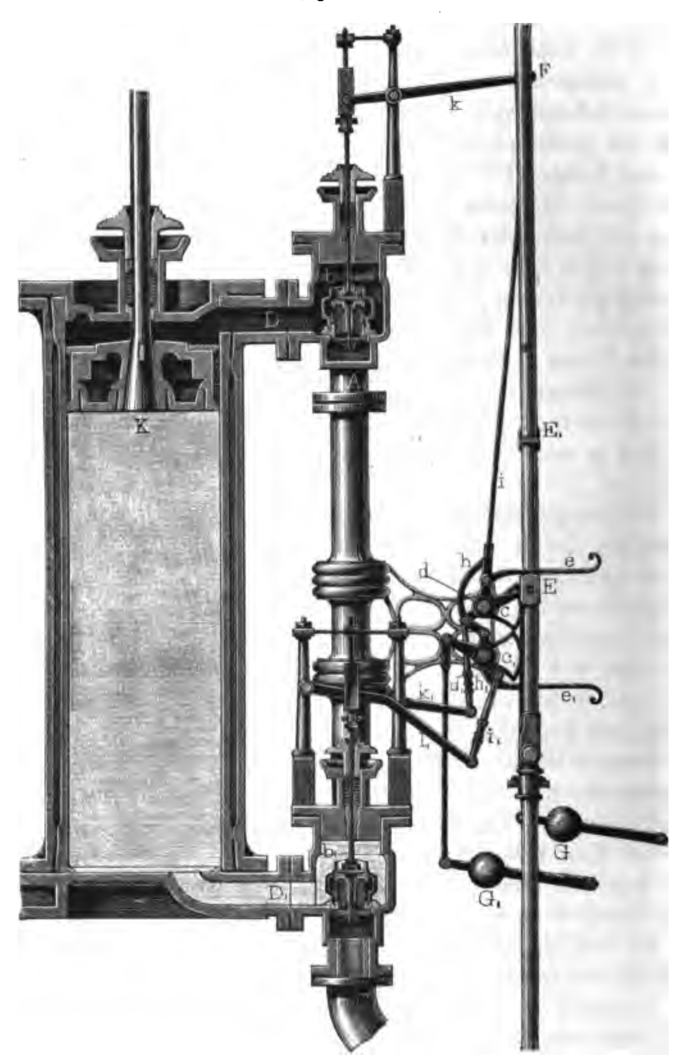
Die Ventile *V* und *W* hängen an den einarmigen Hebeln *v* und *w*, und diese wieder an den senkrechten Stangen, welche mittels Stopfbüchsen *s* und *t* in die Dampfkammer eingeführt sind. Die Ventilstangen sind bei *P* und *Q* geschlitzt und bewegen sich mit ihren oberen Enden in den bei *U* sichtbaren Federgehäusen. Das Auf- und Niederziehen der Ventile erfolgt durch den gleicharmigen Hebel *PQ*, welcher mittels eines Armes *XY* und eines Ansatzes *YZ* an die Stange *OL* angeschlossen ist. Diese Enden dieses Hebels *PQ* haben in den Stangenschlitzen *P* und *Q* einen tauben Gang und setzen daher die Ventile erst gegen Ende des Ausschubes der Stange *OL* in Bewegung. Die Gehäuse bei *U* dienen den Ventilstangen nicht bloß zur Leitung, sondern haben auch den Zweck, mittels der in ihnen eingeschlossenen, durch Schrauben beliebig zu spannenden, Federn den Niedergang der Ventile zu beschleunigen, sowie das Stoßen beim Aufgange derselben zu beseitigen.

Es ist nun leicht, sich eine deutliche Vorstellung von dem ganzen Steuerungsspiel zu machen.

Ventilsteuerung mit Sperrklinken. Die Art und Weise, wie §. 463 die einzelnen Ventile einer Dampfmaschine durch den aus §. 309 bekannten Hebel- und Sperrklinkenapparat gesteuert, d. i. angehoben und wieder niedergelassen werden, möge an einer in den Figuren 740 u. 741 (a. f. S) abgebildeten doppeltwirkenden Dampfmaschine in Cornwall erklärt werden. Man ersieht aus Fig. 741, daß diese Steuerung aus ein Paar kleineren Ventilen a, a_1 und aus ein Paar größeren Ventilen b, b_1 besteht; wir müssen nur noch hinzufügen, daß jene zum Zulassen, diese aber zum Ablassen des Dampfes dienen. Das erste Paar communicirt mit den nach dem Dampfcylinder führenden Röhren D und D_1 von unten, das zweite aber hiermit von oben. Der Dampf wird durch das Rohr AA_1 zugeführt, und durch das Rohr BB_1 ausgelassen oder vielmehr in den Condensator geleitet. Man sieht nun leicht ein, daß bei Eröffnung der Ventile a und b_1 der frische Dampf durch a nach D gehen und den Dampfkolben K niederdrücken kann und daß gleichzeitig der benutzte Dampf unter K durch D_1 und b_1 zurück und auf dem Wege BB_1C in den Condensator geführt werden kann. Sind umgekehrt die Ventile a_1 und b geöffnet, dagegen a und b_1 geschlossen, so strömt der frische Dampf durch a_1 und D_1 unter den Treibkolben und treibt diesen in die Höhe, wogegen der benutzte Dampf oben durch D zurück und durch b und BB_1C in den Condensator geleitet wird. Die oberen zwei Ventile a und b sind an doppelarmige Hebel k und l, die unte-

ren zwei aber an einarmige Hebel k_1 und l_1 aufgehangen, und diese Hebel sind wieder durch die Stangen h, i, h_1 und i_1 an die Arme von zwei Wellen d und d_1 angeschlossen, nämlich h und i_1 an d_1 sowie h_1 und i

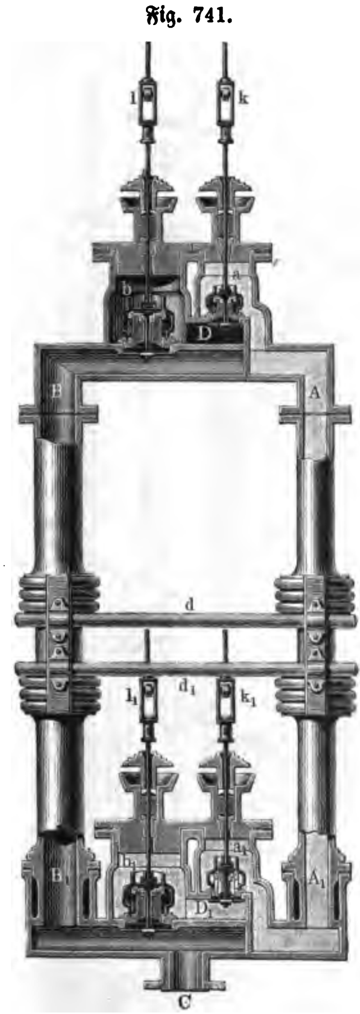
Fig. 740.



an d. Uebrigens sind diese Wellen noch mit den langen Hebeln e und e_1 ausgerüstet, und es werden diese durch zwei Knaggen E und E_1 auf- oder

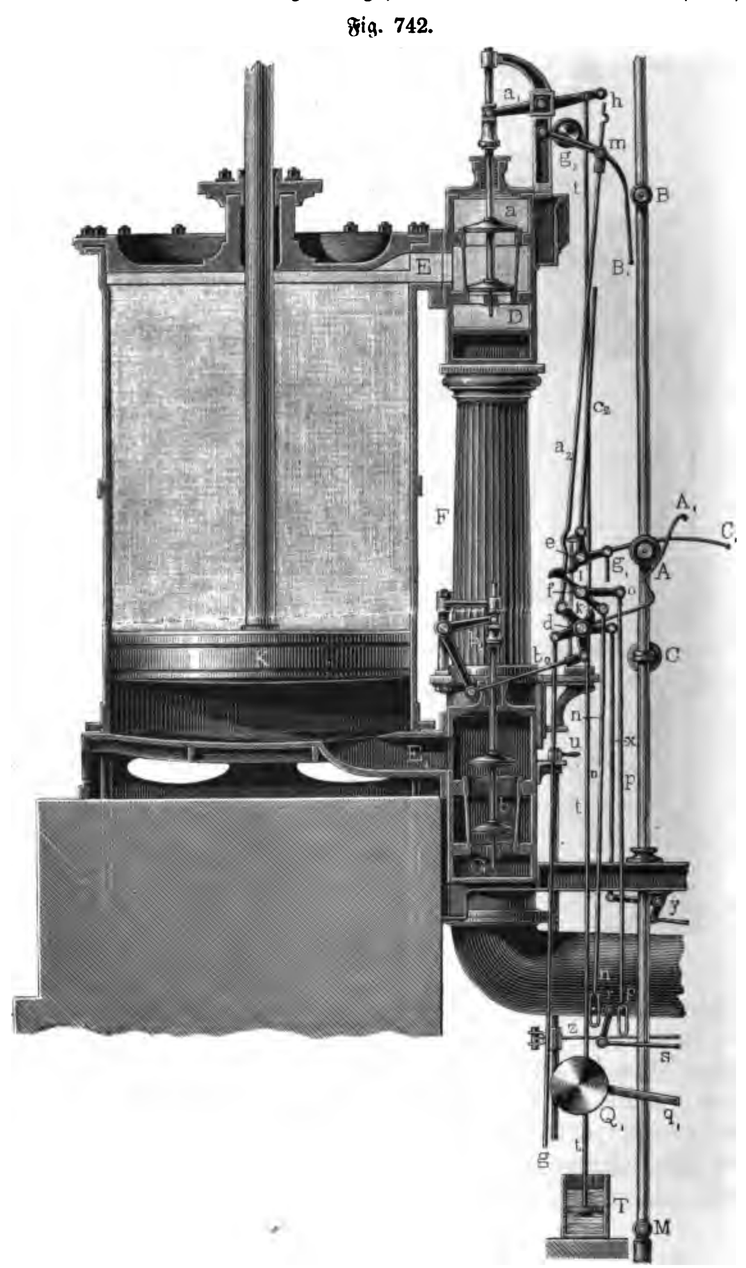
niederbewegt, die auf der als Steuerbaum dienenden Kolbenstange EF der Luftpumpe aufsitzen. Hiernach ist nun der Gang der Steuerung leicht zu erklären. In der Stellung, welche die Figuren vor Augen führen, ist der Treibkolben K eben oben angekommen, es hat die Knagge E den Hebel e emporgehoben und die Welle d um einen gewissen Winkel von rechts nach links gedreht; dabei ist auch ein rechts an d hängendes (von der Stange EF zum Theil verdecktes) Gewicht G gehoben, h_1 und also auch a_1 mittels h_1 sowie b mittels i niedergedrückt, der Sector c emporgehoben und demnach der Sector c_1 frei geworden. Das an d_1 links hängende und nun sinkende Gewicht G_1 dreht d_1 von rechts nach links, und hierbei wird a mittels h sowie b_1 mittels i_1 geöffnet. Der unter dem Kolben K befindliche Dampf strömt nun durch b_1 nach C und in den Condensator und der durch D zuströmende frische Dampf treibt K und EF abwärts und nahe am Ende des Niederganges trifft die Steuerknagge E_1 auf den Hebel e_1 und dreht dabei die Welle d_1 um einen gewissen Winkel von links nach rechts; hierbei wird das Gewicht G_1 wieder angehoben, das Ventil a durch die Stange h sowie b_1 durch i_1 verschlossen und der Sector c_1 so weit niedergedrückt, daß sich c frei bewegen kann. In diesem Momente fällt nun G nieder und wird dadurch a_1 mittels h_1 sowie b mittels i geöffnet, so daß jetzt Dampf durch a_1 und D_1 hindurch und unter den Kolben K treten, diesen also emportreiben kann. Am Ende des Kolbenaufganges wiederholt sich nun das eben beschriebene Steuerungsspiel.

Fig. 741.



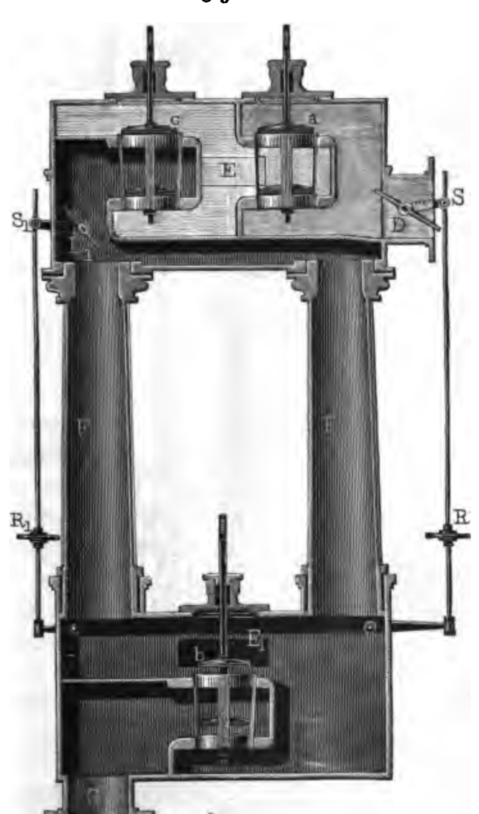
§. 464 **Einfachwirkende Dampfmaschinen.** Soll der Dampfzufluß lange vor dem Ende des Kolbenweges aufgehoben werden, damit der Dampf wäh-

Fig. 742.



rend Zurücklegung des übrigen Kolbenweges durch Expansion wirken könne, so muß entweder eine besondere Absperrungsklappe angebracht werden, welche durch ein besonderes Hebelwerk in Bewegung zu setzen ist, oder man muß einen besonderen Mechanismus anbringen, durch welchen nicht nur das gleichzeitige Eröffnen des Zu- und Ablaßventiles hervorgebracht, sondern auch ermöglicht wird, daß sich das Zulaßventil eher als das jenseitige Ablaßventil verschließt. Wie dies bei einer einfachwirkenden Dampfmaschine bewerkstelligt werden kann, wird die Erklärung der Figuren 742 und 743, welche eine Wasserhebungsdampfmaschine von Hick in Bolton vorstellen, zeigen.

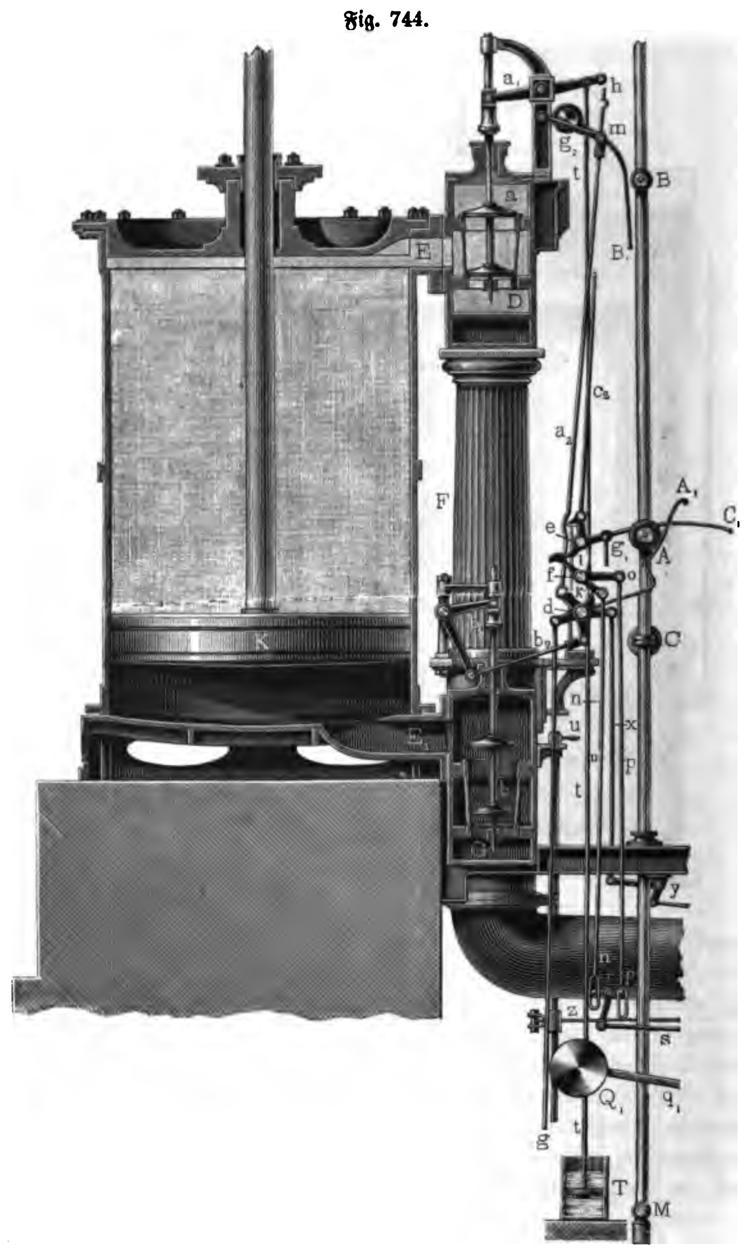
Fig. 743.



Die Maschine hat drei Doppelventile *a*, *b*, *c*. Das erstere ist das Einlaß- oder Absperrventil (franz. soupape d'admission; engl. steam-valve); bei seiner Eröffnung strömt der mittels *D* zugeführte Dampf durch *E* nach dem Cylinder und treibt den Dampfkolben *K* abwärts. Das Ventil *b* ist das Auslaßventil (franz. soupape d'émission; engl. eduction-valve); durch seine Eröffnung wird dem Dampfe der Abzugsweg *G* nach dem Condensator eröffnet. Das mit *a* in einer und derselben Kammer eingeschlossene Ventil *c* öffnet sich, wenn der Dampfkolben *K* durch ein Gegengewicht emporgehoben wird, damit der erst über dem Kolben *K* befindliche Dampf auf dem Wege EFE_1 unter den Kolben gelangen könne. Da hierbei auf beiden Seiten des Kolbens beinahe ein und derselbe Dampfdruck, im Ganzen also Gleichgewicht vorhanden ist, so nennt man dieses

Ventil auch das Gleichgewichtsventil (franz. soupape d'équilibre; engl. equilibrium-valve). Das Oeffnen und Verschließen dieser drei Ventile

Fig. 744.



muß während eines vollständigen Spieles der Maschine in folgender Ordnung vor sich gehen. Anfangs ist der Dampfkolben K oben und es sind alle drei Ventile verschlossen; bei Beginn des Spieles werden die Ventile a und b gleichzeitig eröffnet; der frische Dampf treibt K nieder und der benutzte Dampf unter K strömt durch E_1 und G in den Condensator. Hat der Kolben K einen Theil seines Weges zurückgelegt, so verschließt sich a, es hört das Zuströmen des Dampfes auf, und es wirkt der nun abgesperrte Dampf während Zurücklegung des übrigen Kolbenweges nur durch Expansion, wie die Abbildung vor Augen führt. Kommt K unten an, so verschließt sich nun auch b, hierauf aber öffnet sich c, der Kolben steigt durch die Wirkung seines Gegengewichtes empor, und treibt den beim Niedergange benutzten Dampf auf dem Wege EFE_1 von oben nach unten. Am Ende des Aufganges verschließt sich auch c und es beginnt nachher ein neues Spiel.

Zur regelrechten Bewegung der Ventile dient der in Fig. 744 abgebildete Sperrklinkenmechanismus, welcher dem in Fig. 559 und Fig. 740 ähnlich ist. Es sind hier d und e die mit Hebeln und Zähnen ausgerüsteten Steuerwellen, und es ist f die zwischen beiden liegende Welle der Sperrklinken, welche von den auf den ersteren Wellen festsitzenden Zähnen k und l abwechselnd ergriffen werden. Der Stiel des Admissionsventiles a ist durch einen geraden Hebel a_1 und eine Stange a_2 mit einem, sowie der Stiel des Emissionsventiles b durch einen Winkelhebel b_1 und eine Stange b_2 mit einem anderen Arme der Steuerwelle d verbunden; wogegen das (in Fig. 744 nicht sichtbare) Gleichgewichtsventil c mittels Stiels, Hebels und einer Stange c_2 an einen Arm der Steuerwelle e angeschlossen ist. An beiden Steuerwellen d und e sind ebenfalls mittels besonderer Arme die Stangen g und g_1 angehangen, welche die Gegengewichte tragen, wodurch nach dem Aushaken der Sperrklinke in k oder l, d von rechts nach links, oder e von links nach rechts gedreht, und folglich entweder die Ventile a und b, oder das Ventil c eröffnet wird. Die Verschließung der Ventile bewirkt dagegen der mit dem Dampfkolben gleichzeitig auf- und niedergehende Steuerbaum BCM mittels der auf ihm festsitzenden Knaggen A, B, C und der Klauen A_1, B_1 und C_1, wovon A_1 auf der Welle d, und C_1 auf der Welle e, dagegen B_1 an dem Ende m der Zugstange a_2 des Admissionsventiles a festsitzt. Die letztere Klaue ist durch ein Gegengewicht g_2 äquilibrirt und trägt einen Arm mh, welcher mittels seines hakenförmigen Endes den Hebel a_1 des Ventiles a erfaßt.

Endlich ist noch zu bemerken, daß sich jede der beiden Sperrklinken fk und fl für sich um f drehen läßt, und daß sich die eine mittels einer Stange n, sowie die andere mittels einer an einem besonderen Arme fo angeschlossenen Stange p um f drehen läßt.

Es ist nun der Gang dieses Steuerungsmechanismus folgender.

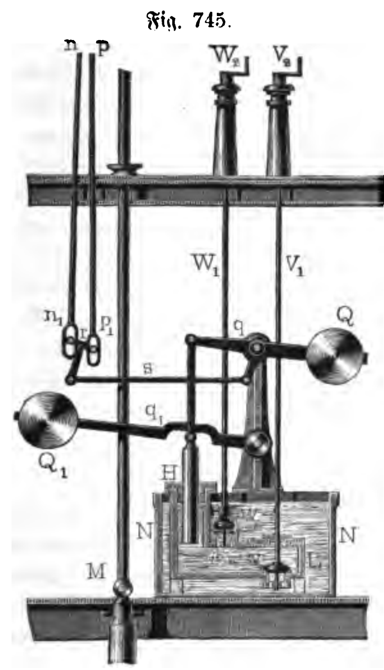
Anfangs steht der Dampfkolben K oben und alle drei Ventile sind geschlossen. Wird nun der Arm fk mittels der Stange n aufwärts bewegt, so erfolgt ein Aushaken bei k und folglich auch das Niederfallen des Gewichtes g, sowie das damit verbunde Eröffnen der Ventile a und b. Der nun durch E zutretende Dampf treibt den Dampfkolben K abwärts, wogegen der unter K befindliche Dampf auf dem Wege $E_1 G$ nach dem Condensator strömt. Hat der Dampfkolben einen gewissen Weg zurückgelegt, so ergreift die Knagge B die Klaue B_1, drückt dieselbe nieder und es erfolgt das Aushaken bei h und das damit verbundene Niederfallen des Admissionsventiles a. Der Dampfkolben legt daher den übrigen Theil seines Weges ohne Zufluß, also mit Expansion des Dampfes, zurück. Gegen Ende dieses Kolbenniederganges wird die Klaue A_1 von der Knagge A ergriffen und niedergedrückt und hierbei das Gewicht g wieder angehoben, sowie das Emissionsventil b geschlossen und h wieder in a_1 eingehakt.

Soll nun der Dampfkolben wieder aufsteigen, so wird die Stange p aufwärts bewegt und der Winkelhebel lfo von rechts nach links gedreht, wobei sich l aushakt, und das nun niederfallende Gewicht an g_1 mittels der Zugstange c_2 u. s. w. das Gleichgewichtsventil c eröffnet. Jetzt zieht der Balancier mittels seines Gegengewichtes den Dampfkolben empor und treibt den über dem letzteren befindlichen Dampf auf dem Wege EFE_1 unter denselben. Ist endlich der Kolben K wieder oben angehoben, so wird die Stange n von Neuem aufwärts geschoben, wobei sich nun a und b eröffnen und ein zweites Spiel beginnt.

§. 465 **Katarakt.** Bei den einfachwirkenden Dampfmaschinen hat man noch besondere Vorrichtungen zur Regulirung ihres Ganges nöthig. Um die Geschwindigkeit zu reguliren, dient ein Stellventil im Dampfrohre, welches der Maschinenwärter durch die Hand stellen kann. Um ferner den Kolbenweg zu reguliren, hebt oder senkt man entweder das Lager der Einlaßklappe oder man verändert die Stellung der Knaggen am Steuerbaume. Um endlich die Zeit des ganzen Kolbenspieles zu reguliren, bedient man sich des sogenannten Katarakts (franz. cataracte; engl. cataract), eines Apparates, durch den am Ende des Kolbenspieles eine beliebig lange Pause hervorgebracht werden kann. Man hat dem Katarakten verschiedene Einrichtungen gegeben. Einen zu der in Fig. 743 und 744 abgebildeten Dampfmaschine gehörigen Katarakten zeigt Fig. 745. Den Hauptkörper des Kataraktes bildet eine Wasserpumpe HL mit dem Mönchskolben H und zwei Ventilen V und W, wovon sich das eine nach innen und das andere nach außen öffnet. Der Ausschub dieser Ventile läßt sich durch Stellung der Stangen V_1 und W_1 mit Hülfe von Kurbeln V_2 und W_2 beliebig verändern. Der ganze Pumpenkörper steht in dem mit Wasser angefüllten

Kasten NN. Beim Aufziehen des Pumpenkolbens H fließt durch das Ventil V Wasser aus dem Kasten in den Pumpenkörper, wogegen beim Niedergange desselben durch das Ventil W Wasser aus dem Pumpenkörper in den Kasten zurückgedrückt wird. Zu diesem Auf- und Niederziehen des Pumpenkolbens dienen zwei mit den Gewichten Q und Q_1 beschwerte Hebel q und q_1, wovon der eine noch einen dritten Arm hat, welcher mittels einer horizontalen Stange s an einen anderen dreiarmigen Hebel r angeschlossen ist, dessen beide Seitenarme in die Scheerenenden n_1 und p_1 der aus dem Obigen bekannten Stangen n und p eingreifen, wodurch die Klinken k und l ausgehakt werden (Fig. 744).

Fig. 745.



Die Art und Weise, wie dieser Katarakt die Zeit des Spieles der Dampfmaschine in Fig. 744 regulirt, ist nun folgende. Während des Kolbenaufganges ergreift eine vierte Knagge M des Steuerbaumes den Hebel q_1 und hebt dadurch das Gewicht Q_1, so daß nun das Gewicht Q in Wirksamkeit treten und den Kolben H des Kataraktes emporheben kann, welches natürlich um so langsamer erfolgt, je mehr der Hub des Saugventiles V eingeschränkt ist. Da nun das niedersinkende Gewicht Q durch den Mechanismus rs die Stange nn_1 aufhebt, so wird dadurch auch das Aushaken bei k bewirkt und der Anfang eines neuen Spieles der Dampfmaschine eingeleitet. Beim darauf erfolgenden Niedergange des Dampfkolbens zieht sich die Knagge M wieder unter q_1 zurück und es drückt nun das Gewicht Q_1 den Kolben H mittels des Hebels q_1 nieder, wobei durch W wieder Wasser aus dem Pumpenkörper herausgedrückt wird und der Mechanismus sr eine rückgängige Bewegung macht, folglich die Stange p_1p aufhebt und zuletzt das Aushaken bei l hervorbringt. Hierauf wird mittels des fallenden Gewichtes g_1 das Gleichgewichtsventil gehoben und daher auch der Aufgang des Dampfkolbens ermöglicht. Da die Auf- und Niedergangszeit des Kolbens H von der Größe der Eröffnung der Ventile V und W abhängt, so kann man mittels der Stellapparate V_1 V_2 und W_1 W_2 sowohl die Pause vor

dem Niedergange als auch die vor dem Aufgange des Dampfkolbens und dadurch auch die Zeit eines ganzen Kolbenspieles beliebig verlängern oder verkürzen.

Die Abbildung in Fig. 744 zeigt noch folgende Hülfsapparate. Erstens ist an dem Hebel a_1 des Admissionsventiles eine Stange tt mit einem Teller T angebracht, welcher in einem Gefäße mit Wasser beweglich ist und das zu starke Niederschlagen des Admissionsventiles verhindert (s. den Moderator in §. 134). Ferner ist an der Sperrklinke dk eine Stange x angeschlossen, welche mittels eines Winkelhebels y u. s. w. ein Ventil in Bewegung setzt, wodurch der Zutritt des Injectionswassers zum Condensator entweder hergestellt oder aufgehoben werden kann. Beim Niederfallen des Gewichtes g, also am Anfange des Kolbenniederganges, wird x aufgezogen und das Ventil im Injectionsrohre geöffnet, wogegen beim Ende des Kolbenniederganges x durch die Steuerknagge A_1 niedergedrückt, folglich das Ventil im Injectionsrohre geschlossen wird und daher das Injiciren des Wassers in den Condensator während des folgenden Kolbenaufganges ganz aufhört. Endlich läßt sich der Zufluß des Injectionswassers noch durch einen besonderen Hahn reguliren, welcher sich mittels der Handhabe u nebst einer Hebel- und Stangenverbindung z bewegen läßt.

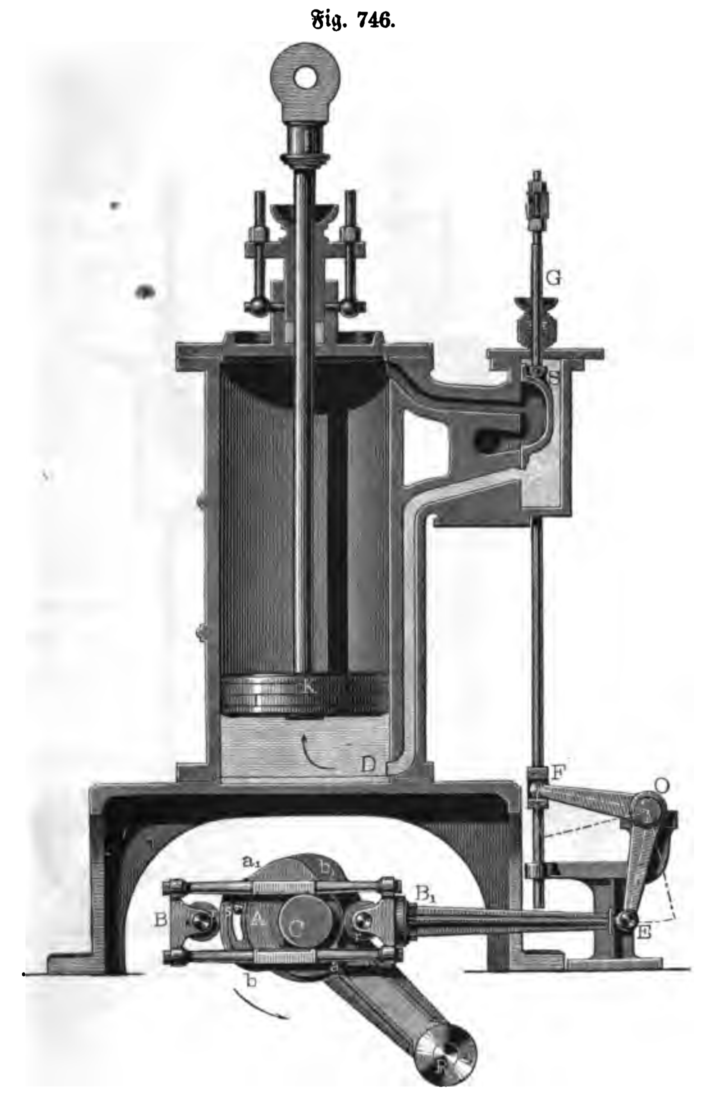
§. 466 **Dampfschieber.** Wir haben oben nur die Steuerung der Dampfmaschinen mit Hülfe des einfachen Vertheilungsschiebers abgehandelt, es sind daher noch die Expansionsschieber, d. i. diejenigen Dampfschieber zu beschreiben, wodurch der Dampf während des Kolbenweges abgesperrt und daher durch Expansion zu wirken genöthigt wird. Im Allgemeinen hat man vier Methoden, die Expansion des Dampfes durch Schieber einzuleiten, nämlich

1) die Steuerung mittels eines einzigen Schiebers,
2) die mittels zweier getrennten Schieber,
3) die mittels zweier über einander liegenden Schieber,
4) die mittels eines Schiebers und eines Ventiles.

Wir haben schon oben §. 457 gesehen, daß ein einziger, durch ein Kreisexcentrik in Bewegung gesetzter Schieber die Wirkung des Dampfes durch Expansion ermöglichen kann; es gehört nur dazu, daß derselbe eine gewisse Bedeckung (franz. recouvrement; engl. cover) erhalte, d. i. daß er bei seinem mittleren Stande nicht bloß die Dampfwege bedecke, sondern daß seine Enden noch über die Einmündungen dieser Wege in die Dampfkammer hinausgreifen. Wird dann das Excentrik gegen den Krummzapfen noch so gestellt, daß sich der Dampfweg unmittelbar vor dem Ende des ganzen Kolbenweges eröffnet, so findet auch eine Absperrung des Dampfes Statt, bevor der Kolben das neue Kolbenspiel vollendet hat; es muß also auch der Dampf durch Expansion wirken, während der Kolben den letzten Theil dieses Weges zurücklegt.

Vollständiger erreicht man diesen Zweck, wenn man ein gezahntes oder abgestuftes Excentrik anwendet. Die Einrichtung, Construction und Wirkungsweise einer Schiebersteuerung mit einem solchen Excentrik läßt sich

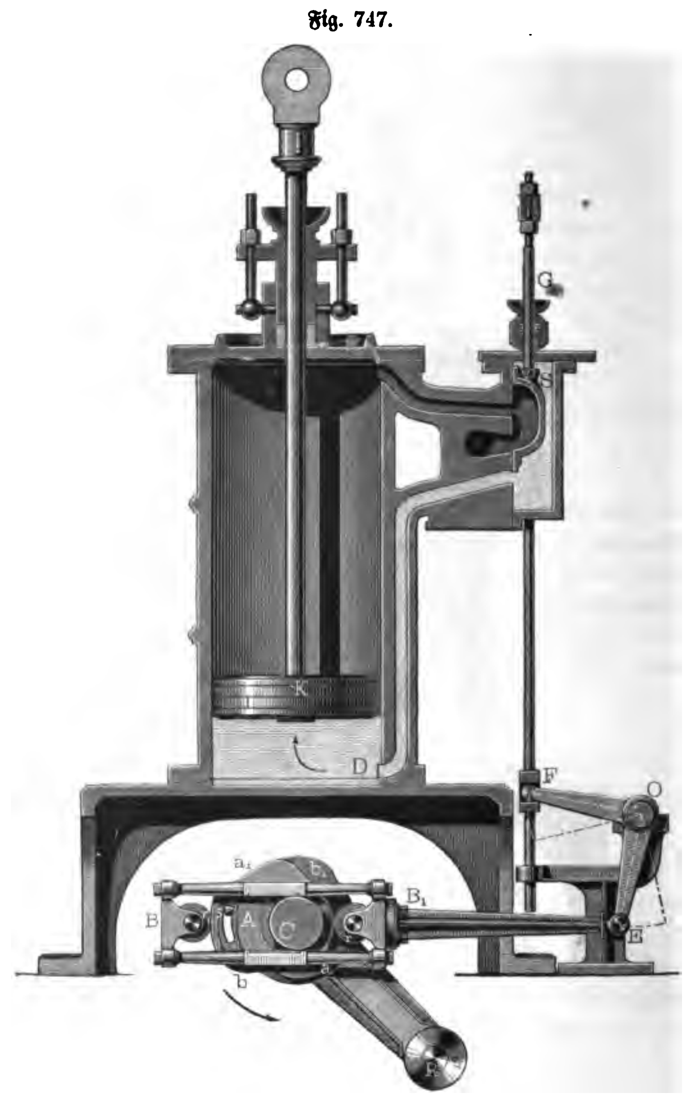
Fig. 746.



aus der in Fig. 746 abgebildeten Maschine von Saulnier dem Aelteren ersehen. Es ist *D* der Dampfcylinder und *C* die Welle, welche mittels

Kurbel CR u. s. w. von der Kolbenstange KL in Bewegung gesetzt wird; ferner S der Dampfschieber, A das Excentrik, sowie BB_1 ein mit Frictionswalzen ausgerüsteter und das Excentrik und die Welle C umfassender Dop-

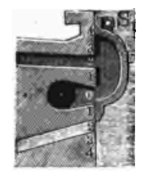
Fig. 747.



pelrahmen, BE eine mit diesem fest verbundene horizontale Excentrikstange, endlich FG die mit dieser durch einen Winkelhebel EOF verbundene verti-

cale Schieberstange. Das Excentrik bildet vier Stufen a, b, a_1, b_1, zwei auf- und zwei absteigende. In der gezeichneten Stellung ist der Schieber oben, hat also die Stellung S_1, Fig. 748; gelangt bei weiterer Umdrehung des

Fig. 748.

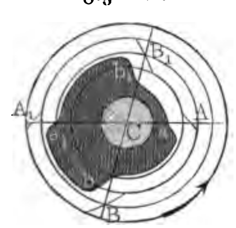





Excentriks die Stufe a an das Rädchen r, so wird der Rahmen nach rechts und daher der Schieber nach unten geschoben und gelangt in die Stellung S_2; schiebt sich ferner b unter r, so rückt die Excentrikstange noch weiter rechts, also der Schieber noch weiter herab, und zwar in die Stellung S_3. Später gelangt die Stufe a unter das linke Rädchen r_1, es schiebt dann das Excentrik die Excentrikstange nach links und daher den Schieber aufwärts, und zwar in die Stellung S_4; endlich aber stellt sich die Stufe b_1 unter r_1; es rückt dabei die Excentrikstange noch weiter links, und folglich der Schieber wieder in die Stellung S_1. Damit durch diese Bewegungen der Schieber die Dampfwege zur rechten Zeit eröffne und verschließe, muß seine innere Länge vier- und seine äußere sechsmal, sein Weg aber dreimal so groß sein, als die Höhe eines Dampfcanales oder einer Zwischenwand; es muß ferner derselbe bei einem mittleren Kolbenstande um ein Drittel, und beim Ende des Hubes um die übrigen zwei Drittel seines Weges fortrücken, deshalb also auch die Stufe b des Excentriks noch einmal so hoch sein als die Stufe a.

Excentrik für veränderliche Expansion. Die Construction der Stufen des Excentriks läßt sich aus Fig. 749 ersehen. Zwei diametrale Linien AA_1 und BB_1 theilen das Excentrik in vier gleiche oder ungleiche Theile, und an jedem Endpunkte dieser Linien befindet sich eine Stufe; A und B sind die aufsteigenden, sowie A_1 und B_1 die niedersteigenden Stufen; A und A_1 haben die einfache, B und B_1 die doppelte Höhe. Damit sich das Excentrik zwischen den Rahmen nicht klemme, müssen die Stufen so geformt werden, daß alle diametralen Linien, welche gegenüberliegende Punkte derselben mit einander verbinden, gleich sind der inneren Weite des Rahmens. Da endlich das Excentrik nicht unmittelbar vom Rahmen, sondern vielmehr von Frictionswalzen im Inneren desselben um- §. 467

Fig 749.

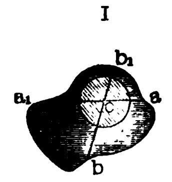


faßt wird, so hat man in einem dem Walzenhalbmesser gleichen Abstande von der zusammengesetzten Curve ABA_1B_1 eine parallele oder äquidistante Curve aba_1b_1 zu zeichnen, und den Excentrikumfang nach derselben zu formen. Das Aufzeichnen dieser Aequidistanten erfolgt dadurch, daß man mit dem Walzenhalbmesser aus sehr vielen Punkten von ABA_1B_1 Kreise beschreibt und einen Zug führt, welcher alle diese Kreise berührt.

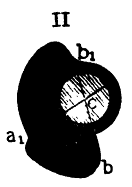
Es läßt sich auch sehr leicht der Expansionsgrad verändern, wenn man das Excentrik aus zwei Scheiben, wie I. und II., Fig. 750, zusammensetzt, die eine Scheibe um einen gewißen Winkel gegen die andere verdreht, und mittels einer Schraube s (Fig. 747) an sie befestigt. Der Scheibe I. fehlt die Stufe b, und der Scheibe II. die Stufe a; legt man beide centrisch über

Fig. 750.

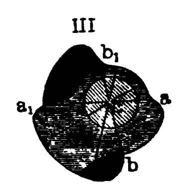
I



II



III



einander, so bilden sie ein vollständiges Excentrik, wie Fig. 749, welches vielleicht bei ein Drittel des Kolbenhubes absperrt; dreht man aber I. um einen gewissen Winkel, ehe man es an II. legt, wie z. B. in III., so werden die Centriwinkel zwischen a, b, a_1 und b_1 verändert, es wird z. B. der Centriwinkel von ab_1 und a_1b größer und der von ab und a_1b_1 kleiner, so daß nun das Absperren des Dampfes später, z. B. statt bei einem Drittel erst bei der Hälfte des Hubes statthat. Uebrigens läßt sich der Centriwinkel $aCb_1 = a_1Cb = \beta$, welcher einer gewissen Absperrung oder Expansion entspricht, leicht berechnen. Der dem Drehungswinkel β entsprechende Kolbenweg ist nach §. 458:

$$s = r(1 - cos.\beta),$$

folglich sein Verhältniß zum ganzen Kolbenwege $2r$:

$$\frac{s}{2r} = \frac{1 - cos.\beta}{2};$$

setzen wir dieses $= \frac{1}{n}$, so folgt umgekehrt:

$$cos.\beta = 1 - \frac{2}{n}.$$

Soll z. B. bei $^1/_3$ des Kolbenweges abgesperrt werden, so hat man:

$$cos.\beta = 1 - {}^2/_3 = {}^1/_3,$$

daher: $$\beta = \overline{aCb_1} = 70^1/_2 \text{ Grad}.$$

Expansionsschieber. Bei der Expansion mittels eines in einer besonderen Kammer befindlichen Expansionsschiebers können zweierlei Einrichtungen in Anwendung kommen; entweder kann dieser Schieber in einer einfachen, oder er kann in einer durchlochten Platte bestehen, und bei seinem Aufliegen auf der Dampfmündung im ersten Falle den Dampf absperren, im zweiten aber denselben durchlassen. Fig. 751 stellt ein Steuerungssystem der ersten und Fig. 752 eines der zweiten Art vor. Der durch das Dampfrohr A zuströmende Dampf gelangt bei beiden Systemen durch die Mündung a zunächst in die erste Dampfkammer B, aus dieser aber durch §. 468

Fig. 751.

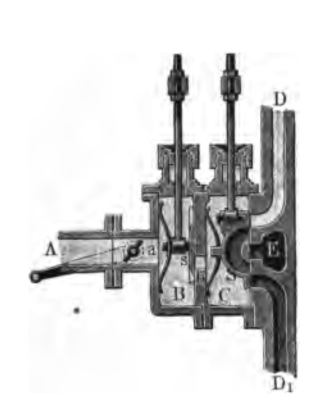
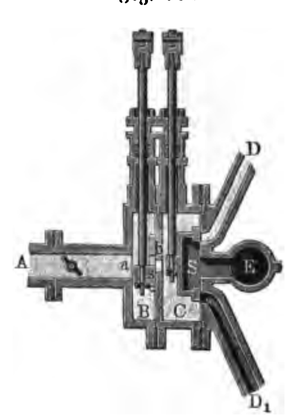


Fig. 752.



die Mündung b in die zweite Dampfkammer C, und aus der letzteren durch die Wege D und D_1 in den Dampfcylinder. Es ist S der gewöhnliche Dampfschieber, durch welchen die Vertheilung des Dampfes hervorgebracht wird, ferner E der Canal, welcher den benutzten Dampf abführt, endlich s der die Mündung b auf- und zu deckende Expansionsschieber. Der letztere besteht in Fig. 751 in einer massiven, in Fig. 752 aber in einer durchlochten Platte.

Der massive Expansionsschieber kann sich entweder nur auf der einen Seite der Dampfmündung oder auf beiden Seiten derselben bewegen. Den ersten Fall führt Fig. 753 (a.f.S.) vor Augen. Der Schieber AB geht hier nur mit dem Ende A vor der Dampfmündung D vorbei, muß folglich bei jedem Kolbenzuge einmal hin- und zurückgehen, also zwei Spiele machen, während der Dampfkolben sowie der Vertheilungsschieber deren nur eins verrichtet. Deshalb ist es denn auch nöthig, diesen Expansionsschieber entweder durch ein Kreisexcentrik in Bewegung zu setzen, welches in derselben Zeit zweimal so viel Umdrehungen macht, als das Excentrik des Vertheilungsschiebers, oder denselben mittels einer elliptischen Scheibe oder einer

Verbindung von zwei Daumen durch die Kurbelwelle direct bewegen zu lassen. Um die Expansion an einem solchen Schieber zu verändern, bedarf es nur einer Veränderung der Länge der Schieberstange, und zwar mittels einfacher Schraubenbewegung. Durch Verlängerung der Stange des Schiebers AB rückt der letztere etwas tiefer herab, wie Fig. 754 vor Augen führt; es macht folglich hier der Schieber während der Bedeckung einen größeren Weg $s_1 = \overline{2\,O} + \overline{O\,2}$ als bei der ersteren Schieberstellung.

Fig. 753.

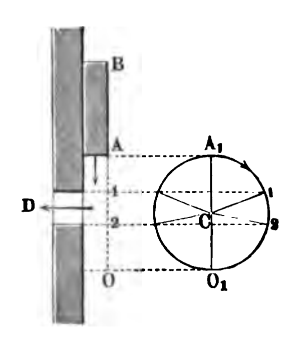
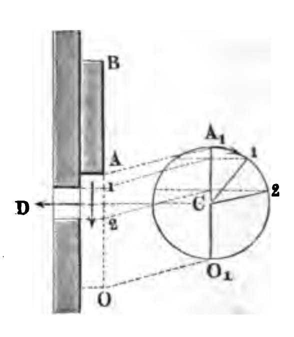
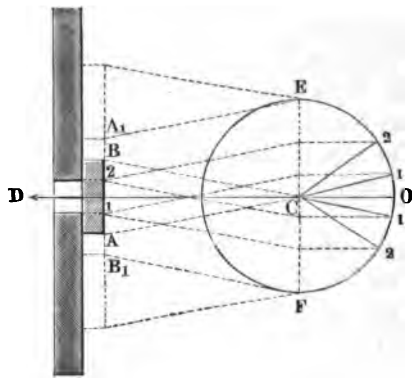


Fig. 754.



Wenn der Expansionsschieber AB, Fig. 755, an den beiden Enden A und B absperrt, so ist die Veränderung der Expansion nur durch Veränderung des Schieberweges zu erreichen. Es findet hier Absperrung Statt während der Schieber den Weg

Fig. 755.



$$s = \overline{A\,1} + \overline{2\,B} = 2\,\overline{A\,1}$$

und das Excentrik desselben den Winkel

$$\beta = 2 . \angle\, OC1$$

zurücklegt. Nun ist aber bei der Armlänge $\overline{CE} = r$ des Excentriks:

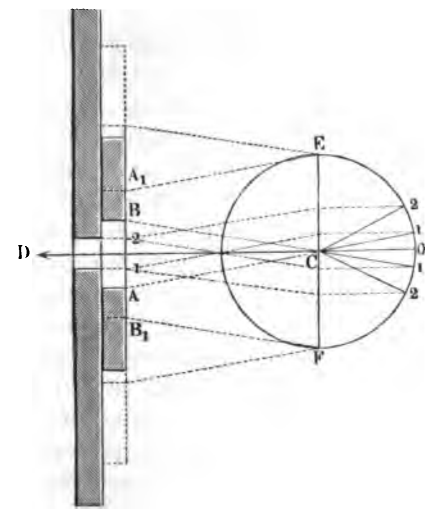
$$sin.\, OC1 = sin.\, {}^1\!/_2\, \beta = \frac{s}{2\,r},$$

daher fällt die mit dem Umdrehungswinkel β wachsende Absperrungszeit um so größer aus, je kleiner bei demselben Schieberweg s die Armlänge r des Excentriks ist.

Ist, wie gewöhnlich, der Schieber mittels eines Hebels an die Excentrikstange angeschlossen, so läßt sich der Schieberweg durch Verlängerung oder Verkürzung eines Hebelarms leicht verändern.

Ein ähnliches Verhältniß findet bei dem durchlochten Schieber AB, Fig. 756, Statt. Derselbe sperrt den Dampf ab, während er den Weg

Fig. 756.



$$s = \overline{2A_1} + \overline{A_1 2}$$
$$= \overline{1B_1} + \overline{B_1 1}$$

und folglich das Excentrik den Winkel

$$2\beta = 2.\overline{EC2} = 2.\overline{FC2}$$

zurücklegt, wobei

$$cos.\beta = \frac{r - \frac{1}{2}s}{r}$$

ist.

Da nun β wächst, wenn $cos.\beta$ abnimmt, und $cos.\beta$ mit r zugleich kleiner wird, so folgt, daß auch hier die mit dem Winkel β wachsende Absperrungszeit um so größer ausfällt, je kleiner die Armlänge r des Excentriks oder der ganze Schieberweg $2r$ ist.

Uebrigens hängt natürlich der Weg s des Schiebers während der Expansion von der Weite der Dampfmündung D ab.

Doppelschieber. Die Steuerung mittels zweier über einander liegenden Schieber läßt sich auf mannigfaltige Weise einrichten, namentlich aber ist zu unterscheiden, ob der auf dem Rücken des Vertheilungsschiebers aufliegende Expansionsschieber durch jenen mitbewegt oder durch eine besondere Stange bewegt wird. In Fig. 757 und 758 sind Expansionssteuerungen der ersten Art abgebildet, Fig. 759 und 760 führen aber Expansionssteuerungen der zweiten Art vor Augen. Der Vertheilungsschieber AA in Fig. 757 I. II. III. IV. (a. f. S.) enthält außer der gewöhnlichen Höhlung a noch zwei Canäle b und b_1, und es wird der bei D zuströmende Dampf durch diese Canäle in die Dampfwege d und d_1, sowie von da auf die eine oder auf die andere Seite des Dampfkolbens geführt. Der Expansionsschieber ist eine ebene Platte cc_1, an den Enden mit den Nasen c und c_1 ausgerüstet, und in einer Leitung auf dem Rücken des ersten Schiebers verschiebbar. Zwischen beiden Nasen befindet sich ein mittelst einer Welle ef drehbare und durch einen Hebel stellbarer Daumen in Form einer elliptischen §. 469

Scheibe *f*. Wenn der Schieber *A A* nach der einen oder nach der anderen Richtung hin fortgeschoben wird, so geht $c c_1$ nur so weit mit fort, bis die eine Nase den Umfang des Daumens berührt; es kann daher der Expansionsschieber bei der weiteren Bewegung des Vertheilungsschiebers den einen oder den anderen der Canäle *b* und b_1 bedecken.

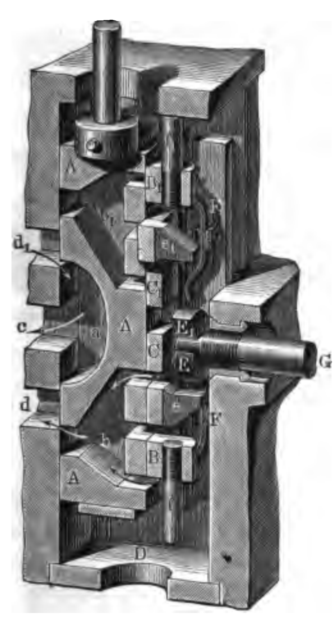
Fig. 757.

Es ist I. die mittlere Stellung des Vertheilungsschiebers, wo der Dampfkolben das Ende seines Weges erreicht hat; ferner ist II. eine folgende Stellung dieses Schiebers, wo der Kolben bereits seinen entgegengesetzten Weg angetreten hat; III. die Stellung, wo der Expansionsschieber den Dampf abgesperrt, der Steuerschieber das Ende seines Weges erreicht hat und der Dampfkolben durch die Expansion des Dampfes fortgetrieben wird; in IV. ist der Steuerschieber wieder um einen Schritt zurückgegangen und in V nimmt er wieder seine mittlere Stellung ein, während der Dampfkolben an das andere Ende seines Weges gelangt ist. Von nun an erfolgt das entgegengesetzte Schieber- und Kolbenspiel.

Sehr ähnlich dieser Steuerung ist die in Fig. 758 abgebildete Steuerung einer Dampfmaschine von Farcot. Hier ist der Rücken des Steuerschiebers *A A A* mit sechs rectangulären Mündungen zum Eintritt des bei *D* zuströmenden Dampfes versehen, übrigens aber ist die Einrichtung dieses Schiebers die vorige. Den Rücken desselben bedecken zwei Expansionsschieber *B C* und B_1 C_1, wovon jeder zwei Löcher hat und durch eine Feder $F F_1$ gegen den Steuerschieber gedrückt wird, damit dieser bei seiner Bewegung jene mit fortführt. Diesem Fortführen wird aber durch die Nasen *e* und e_1 und

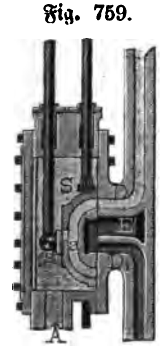
durch die Stifte f und f_1 Grenzen gesetzt, denn jene finden an zwei Daumen E, E_1, welche an dem Ende einer Welle EG festsitzen, diese aber an den Endflächen der Dampfkammer ein Hinderniß der Bewegung. In der Stellung, welche die Figur anzeigt, steht der Treibkolben unten, und der Dampf strömt durch die unteren drei Löcher nach b und von da nach d und unter den Kolben, wogegen der Dampf über dem Kolben auf dem Wege $d_1\,a\,c$ entweicht. Nun steigt der Steuerschieber empor und nimmt den Expansionsschieber BC mit fort, wogegen der Schieber $B_1\,C_1$ stehen bleibt, weil sein Stift f_1 oben anstößt; bei weiterem Fortrücken des Schiebers trifft die Nase e an den Daumen E, es bleibt nun BC zurück und versperrt dadurch die drei unteren Dampfwege, so daß nun Expansion des Dampfes eintreten muß. Später nimmt der Steuerschieber die umgekehrte Bewegung an, und führt hierbei beide Expansionsschieber mit fort, und wenn der Dampfkolben das Ende seines Weges erreicht hat, gelangt AAA wieder in die erste Stellung; zugleich sind die oberen drei Dampfwege eröffnet und es strömt nun frischer Dampf durch diese und auf dem Wege $b_1\,d_1$ über den Kolben, wogegen der benutzte Dampf auf dem Wege $d\,a\,c$ abfließt (s. Principien der Daumensteuerung von Eyth, im „Civilingenieur", Bd. 4).

Fig. 758.



Bei dem Steuerungssysteme in Fig. 759 bedeckt der durch ein besonderes Kreisexcentrik in Bewegung zu setzende Expansionsschieber s die Dampföffnung a, wenn der Vertheilungsschieber S seinen höchsten oder tiefsten Stand erreicht hat; bei dem Steuerungssysteme in Fig. 760 (a. f. S.) hingegen sind es zwei durch den Vertheilungsschieber gehende Canäle a und a_1, welche der Expansionsschieber abwechselnd eröffnet und verschließt. §. 470

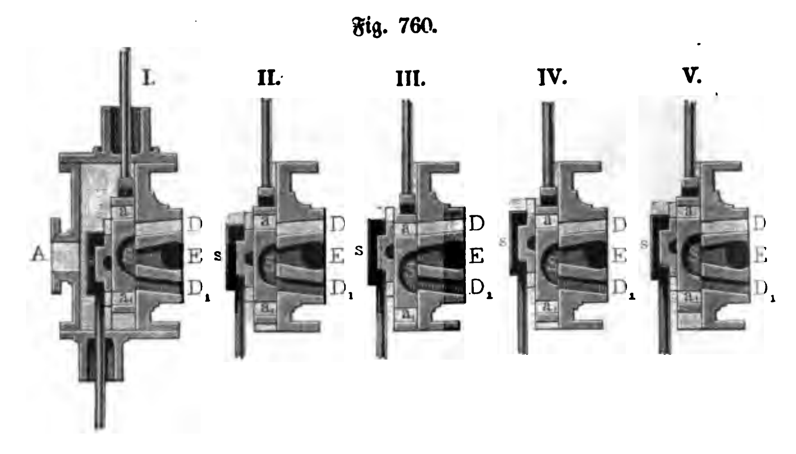
Fig. 759.



Um sich eine genaue Vorstellung von dem Hergange bei dieser Steuerung zu verschaffen, sind in Fig. 760 die Schieber in fünf auf einander folgenden Stellungen dargestellt worden. In der mittleren Stellung I. ver-

sperrt der Vertheilungsschieber *S* die beiden Dampfwege, und es nähert sich der Treibkolben dem Ende seines Weges; in der tieferen Stellung II. tritt *a* mit *D* in Communication, es strömt daher frischer Dampf durch *a* und *D*

Fig. 760.

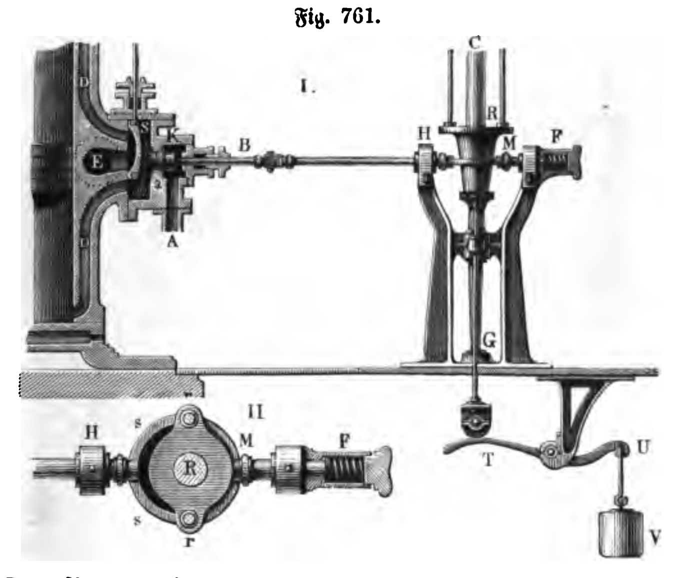


über den Treibkolben, so daß dieser niederzugehen genöthigt wird; in der tiefsten Stellung III. steht *a* vollkommen über *D*, so daß der Dampfzufluß zum Dampfcylinder am vollkommensten stattfinden würde, wenn nicht der Expansionsschieber *s* den Weg *a* versperrt hätte. Da dies aber gerade der Fall, und der Expansionsschieber allmälig gestiegen ist, während der Vertheilungsschieber niederging, so tritt bei der Stellung III. die Dampfabsperrung ein und es beginnt die Wirkung des Dampfes durch Expansion. Beim Uebergange aus der Stellung III. in die Stellung IV. sind beide Schieber emporgestiegen und es ist deshalb der Canal *a* verschlossen geblieben; beim Uebergange aus IV. in V. ist nur der Vertheilungsschieber gestiegen, der Expansionsschieber aber gesunken; es ist daher der Canal *a* wieder eröffnet, doch findet noch immer Absperrung des Dampfes Statt, da der Vertheilungsschieber in V. wieder die mittlere Stellung eingenommen hat. Jetzt ist der Treibkolben dem Ende seines Niederganges nahe, es steigt nun der Vertheilungsschieber gerade so aufwärts, wie er vorher niederging, und er nimmt auch die entgegengesetzten Stellungen ein, weshalb auch bei dem nun erfolgenden Aufgange des Dampfkolbens das Zulassen und Absperren des Dampfes gerade so erfolgt wie bei dem vorhergehenden Niedergange.

Uebrigens ist leicht zu ermessen, wie die Excentriks gegen einander sowie gegen den Krummzapfen zu stellen sind, um das eben beschriebene Steuerungsspiel hervorzubringen. Das Excentrik des Vertheilungsschiebers ist ungefähr um 90°, das des Expansionsschiebers aber nahe um 180° gedreht gegen den Krummzapfen zu stellen.

Meier'sches Expansionsventil. Sehr eigenthümlich ist die in Fig. 761 abgebildete Meier'sche Steuerung mit variabler Expansion. Es wird hier die Mündung a, durch welche der bei A zufließende Dampf in §. 471

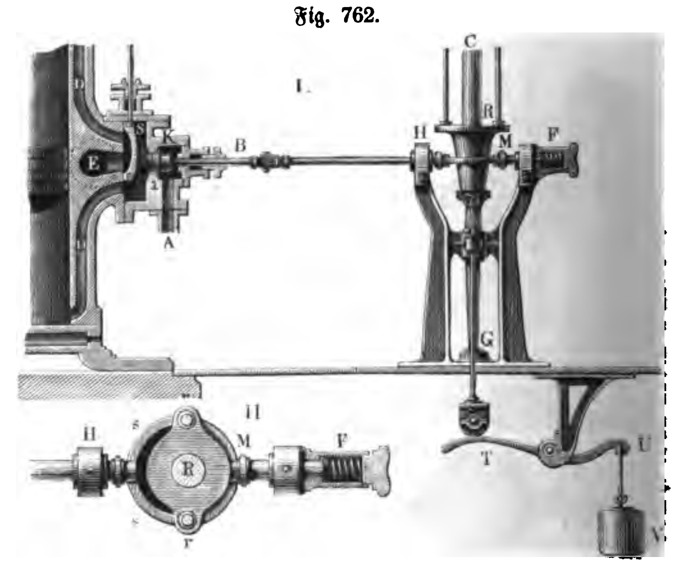
Fig. 761.



die Dampfkammer tritt, durch einen kegelförmigen Spund K verschlossen, und es ist zu diesem Zwecke diese Mündung konisch ausgenommen. Uebrigens erfolgt die Vertheilung des Dampfes durch den Schieber S ganz so wie in den meisten der oben beschriebenen Steuerungssysteme. Das regelmäßige Auf- und Zuschließen der Mündung a durch den Kegel K wird auf folgende Weise hervorgebracht. Der Stiel BH dieses Kegels K läuft in einem Ringe HM (II.) aus und stemmt sich gegen eine Spiralfeder F. Der Ring HM umfaßt einen mit zwei Längenrippen versehenen Kegel R, der mittels einer Spindel CG durch die Maschine in stetiger Umdrehung erhalten wird. Die Feder F schiebt den Ring in der Richtung MH und dadurch das Ventil K in die Mündung a, die konische Hülse R hingegen bewegt mittels ihrer etwas spiralförmig laufenden Rippen r und r_1 den Ring in der entgegengesetzten Richtung HM, ünd zieht hierbei den Spund aus der Mündung a zurück. Im letzten Falle findet Dampfzufluß, dagegen im ersten Dampfabsperrung und daher Expansion des Dampfes Statt. Macht die Spindel CG, und also auch die Hülse R mit der Krummzapfenwelle in einerlei Zeit gleichviel Umdrehungen, so wird, wie sehr recht, mittels der Rippen r und r_1 bei jedem Spiele zweimal, und also für jeden Auf- und Niedergang des Kolbens einmal frischer Dampf zugelassen. Wenn man die Hülse R höher

hebt, so bringt man eine schwächere Stelle der Rippe *r* in die Ebene des Ringes, und es wird dadurch die Zeit der Eröffnung von *a* eine kleinere

Fig. 762.

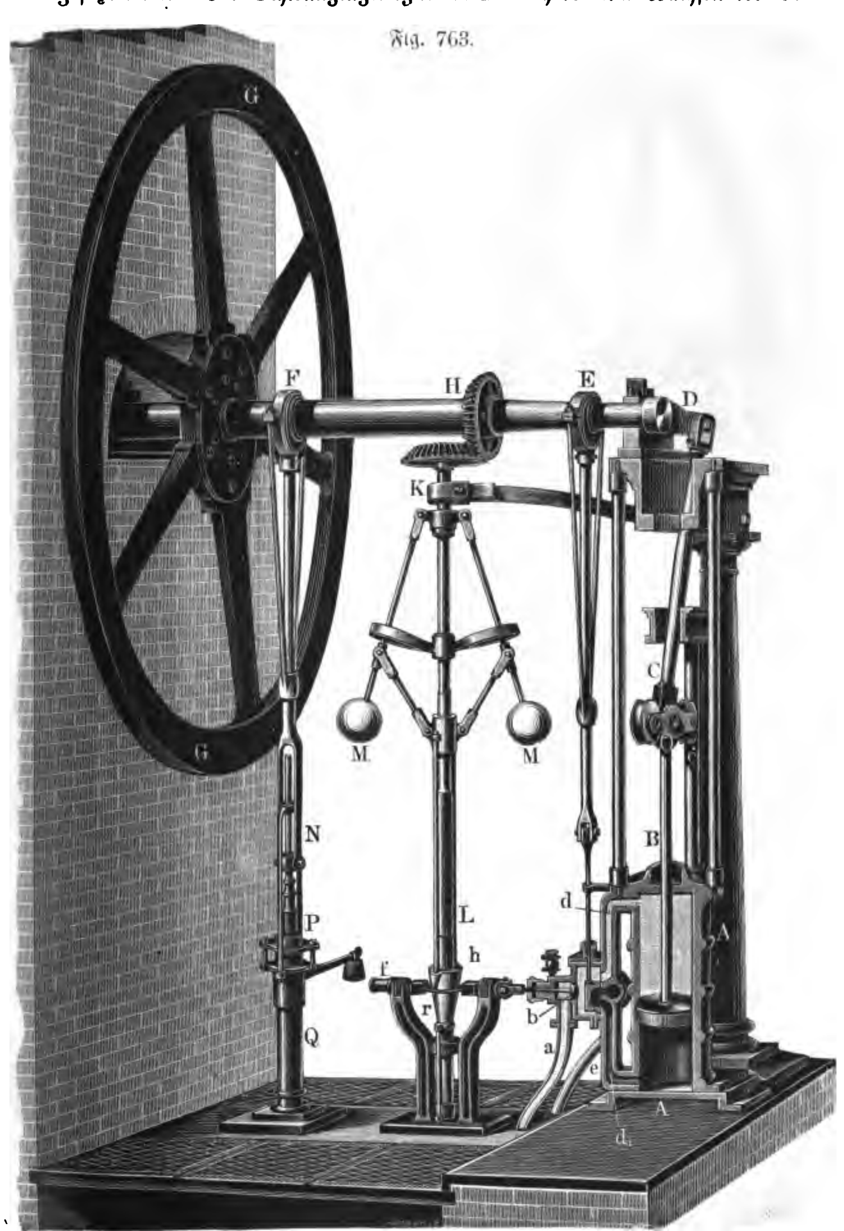


und wenn man umgekehrt die Hülse *R* tiefer stellt, so kommen die stärkeren Stellen von *r* und r_1 in die Ringebene und es wird daher dann bei Umdrehung von *R* die Mündung *a* längere Zeit entstöpselt und daher ein größerer Dampfzufluß eintreten. Um aber dieses Heben oder Niederlassen der Hülse, dem Bedürfniß an Dampf entsprechend, durch die Maschine selbst hervorbringen lassen zu können, verbindet man dieselbe mit dem Schwungkugelregulator durch verticale Stäbe.

Die wesentliche Einrichtung einer Dampfmaschine mit der variabeln Expansionssteuerung nach Meier läßt sich aus der Abbildung in Fig. 763 ersehen. Es ist hier *A* der Dampfcylinder, *B* die Kolbenstange, *CD* die Kurbelstange, *D* der Krummzapfen, *EF* die Welle und *GG* das Schwungrad. Die Stangen *B* und *CD* sind durch ein Gelenk *O* mit einander verbunden, das mit zwei Frictionsrädchen ausgerüstet ist, die an den Leitstangen *c*, *c* auf- und niedergehen. Der frische Dampf strömt durch das Rohr *a* in die Dampfkammer *b*, und von da durch die Canäle *bd* und bd_1 abwechselnd oben und unten in den Cylinder; der benutzte Dampf hingegen wird durch das Rohr *e* abgeleitet. Das Expansionsventil oder der Expansionskegel im Inneren von *b* wird, wie wir soeben angegeben haben, durch eine Spiralfeder *f* und eine doppelt gerippte Hülse *r* mittels einer Stange *bh*, wie erforderlich, hin- und zurückgeschoben; die Hülse *r* ist auf der Spindel

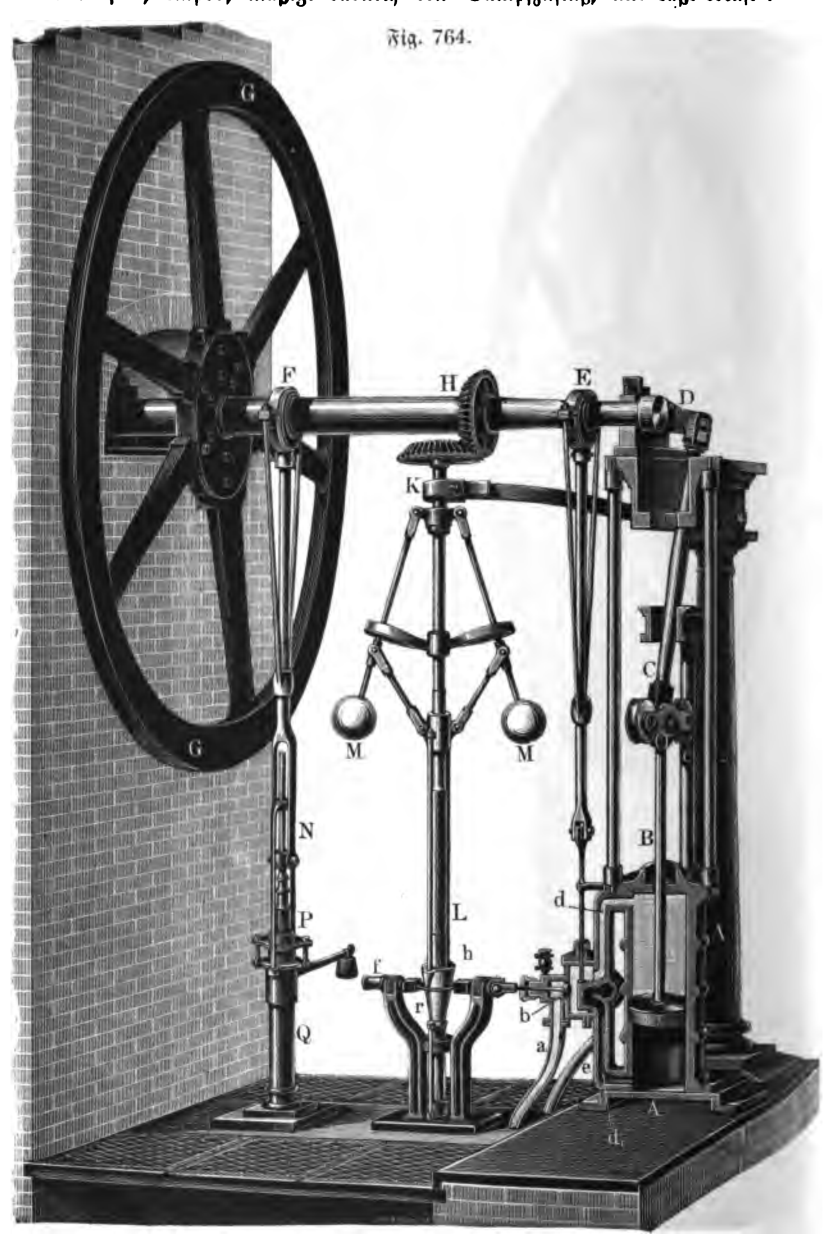
KL verschiebbar, welche mittels des konischen Räderwerkes *HK* in Umdrehung gesetzt wird. Der Schwungkugelregulator *MM* hebt beim Wachsen der Ge-

Fig. 763.



schwindigkeit die Hülse *r* mittels der Stäbe, womit beide unter einander verbunden sind, empor, mäßigt dadurch den Dampfzufluß, und läßt ebenso *r*

Fig. 764.

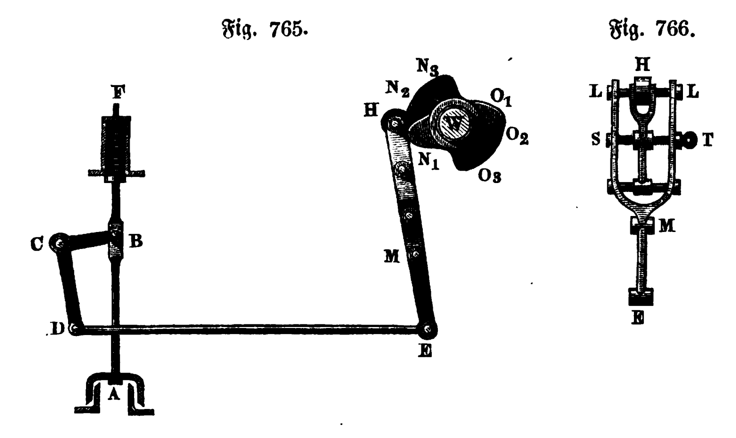


nieder, wenn die Geschwindigkeit abnimmt, so daß nun der Dampfzufluß ein stärkerer und der weiteren Abnahme an Geschwindigkeit eine Grenze gesetzt wird. Uebrigens wird die Hülse noch mittels eines Hebels *TU* durch ein Gegengewicht *V* (s. Fig. 762) getragen, damit die Bewegung derselben durch die Schwungkugeln leicht erfolge.

Noch ersieht man in *PQ*, Fig. 763, die Speisepumpe, welche durch ein Kreisexcentrik *F* und mittels der Excentrikstange *FN* im Gange erhalten wird.

Statt des Spundes oder spundförmigen Admissionsventils *K*, Fig. 762, wendet man in neueren Zeiten ein viel leichter zu bewegendes Glockenventil (s. §. 449) an, und läßt dasselbe auch wohl mittels eines Hebelmechanismus durch auf der Schwungradwelle sitzende Daumen in Bewegung setzen. In Fig. 765 ist die Seitenansicht dieses Steuerungsmechanismus

Fig. 765. Fig. 766.

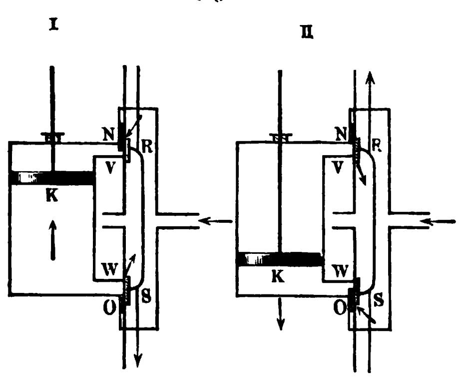


abgebildet. Das Admissionsventil *A* wird mittels seiner Stange *AF* durch die Spiralfeder *F* geschlossen und durch den Winkelhebel *BCD* eröffnet und letzterer wird mittels einer Stange *DE* an einen anderen um *M* drehbaren Hebel *EH* durch ein Paar der auf der Schwungradwelle *W* sitzenden Doppeldaumen $N_1 - O_1$, $N_2 - O_2$, $N_3 - O_3$ in Bewegung gesetzt. Das Frictionsrädchen *H* am Ende des Hebels *EH* läßt sich mittels einer Schraubenspindel *ST*, Fig. 766, längs seiner Axe *LL* verschieben und ist, je nachdem ein größerer oder kleinerer Expansionsgrad gefordert wird, mit dem einen oder anderen Daumenpaar in Berührung zu bringen.

Schiebersteuerung mit beweglichem Sitz. Bei der gewöhnlichen Steuerung mit einem einfachen Schieber werden, wie Fig. 736 darstellt, nahe vor dem Ende des Kolbenwegs beide Dampfwege zugleich eröffnet, beginnt also der Dampfzufluß auf der einen Seite gleichzeitig mit dem Dampf- §. 472

abfluß auf der andern Seite; da aber die bessere Ausnutzung der Dampfkraft fordert, daß das Voreilen des Dampfschiebers auf der Seite des Ablassens größer sei als das Voreilen auf der Seite des Zutritts, so ist bei Anwendung des einfachen Schiebers die Steuerung oder das Zu- und Ablassen des Dampfes eine unvollkommene. Anders ist es dagegen bei Anwendung von zwei Schiebern oder, wie in der neueren Zeit von Napier und Rankine vorgeschlagen worden ist, von einem Schieber mit beweglichem Sitze. Eine ideelle Darstellung eines solchen Schiebermechanismus liefert Fig. 767 I. und II.

Fig. 767.



In I. ist der Kolben K nahe am Ende seines Aufgangs, dagegen in II. nahe am Ende seines Rückgangs; die Dampfwege V und W sind durch die Schieberplatten so bedeckt, daß bei weiterem Niedergang des Schiebers in dem einen Falle durch V der Dampfzutritt und durch W der Dampfabfluß sowie beim weiteren Aufgang desselben im zweiten Falle durch V der Dampfaustritt und durch W der Dampfzufluß erfolgen kann. Um nun aber den Dampfabfluß eher beginnen zu lassen als den Dampfzufluß auf der anderen Seite des Kolbens K, macht man die Weite der Dampfwege V und W variabel, indem man einen beweglichen Sitz NO für die Schieberflächen R und S anbringt. In der Darstellung I. steht dieser gleichsam einen zweiten Schieber bildende Ventilsitz NO in seiner unteren Stellung, wo er den Zutritt des Dampfes durch V, in der Darstellung II. steht derselbe dagegen in seiner oberen Stellung, wo er den Zutritt des Dampfes durch W verzögert, während in beiden Stellungen der Dampfabfluß dadurch gar nicht alterirt wird.

Die specielle Einrichtung eines Adam'schen Entlastungsschiebers mit einem solchen beweglichen Ventilsitz führt Fig. 768 vor Augen. Es ist hier RS der durch die Stange AB zu bewegende Schieber und NO der durch die Stange CN zu verschiebende Schiebersitz, durch welchen die Dampf-

canäle abwechselnd verengt und der Dampfzufluß aus *RN* und *SO* verzögert wird. Eine Ansicht des durch ein besonderes Excentrik in Bewegung

Fig. 768.

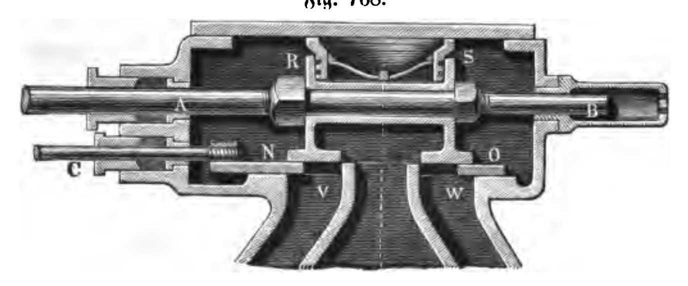
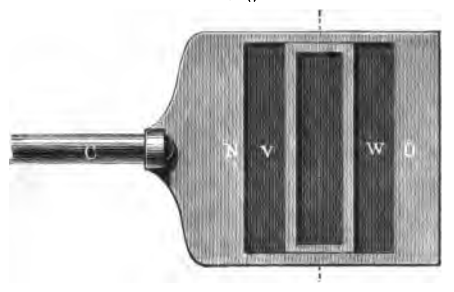


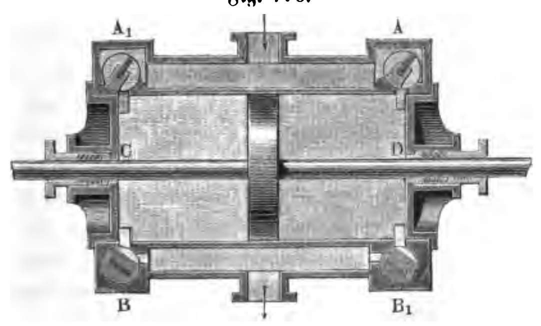
Fig. 769.



zu setzenden Schiebersitzes *NO* giebt Fig. 769. (Siehe polytechn. Centralblatt, Jahrgang 1867, aus dem Engineer of 18th October 1867.)

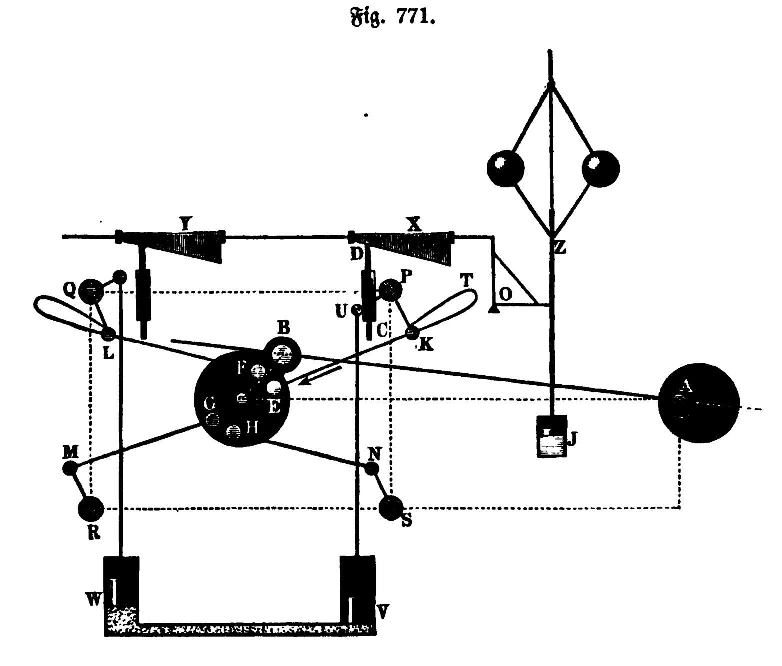
Corliss-Dampfmaschine. Eigenthümlich ist die Steuerung der Corliß-Dampfmaschine. Bei dieser Maschine tritt der Dampf nicht auf demselben Wege aus dem Cylinder, auf welchem er einströmt; es besteht die Steuerung derselben aus vier Drehschiebern, zwei, wie A und A_1, Fig. 770, für die Admission und zwei, wie B und B_1, für die Emission des §. 473

Fig. 770.



Dampfes. Diese Drehschieber sind so nahe wie möglich an den Cylinder *CD* gerückt, damit der schädliche Raum so klein wie möglich ausfalle. Die Steuerung ist theils Excentrik- theils Gewichtssteuerung; ein gewöhnliches Kreisexcentrik *A* setzt durch seine Stange *AB* (siehe die schematische Darstellung in Fig. 771) eine Kreisscheibe *EFGH* in eine schwingende Be-

Fig. 771.



wegung und diese wieder mittels der Stangen *EK*, *FL*, *GM* und *HN* und der zugehörigen Arme *KP*, *LQ*, *MR* und *NS*, theils direct, theils indirect die vier Drehschieber *P*, *Q*, *R* und *S*. Bei den beiden Drehschiebern *R* und *S* für die Emission ist die Verbindung mit den Steuerstangen eine directe; bei den beiden Drehschiebern *P* und *Q* für die Admission ist dagegen ein besonderer Mechanismus eingeschaltet, durch welchen die Verbindung derselben mit den Steuerstangen gelöst wird, so daß nun der eine oder der andere Drehschieber durch ein fallendes Gewicht zurückgedreht und der Dampf abgesperrt wird. Zu diesem Zwecke ist 1) der eine Arm des Winkelhebels, wodurch der Drehschieber in Bewegung gesetzt wird, mit einem Daumen versehen, welcher die Steuerstange *EK* bei ihrem Ausschieben in der Richtung des Pfeils mittels einer Nase ergreift, und dadurch den Drehschieber so stellt, daß der Dampfzutritt zum Cylinder erfolgen kann, ferner ist 2) eine Hemmstange *CD* angebracht, deren Fußende mit der Steuerstange beim wei-

teren Ausschub derselben in Berührung kommt, wodurch das Maul einer am Ende dieser Stange festsitzenden Stahlfeder *T* geöffnet und der Daumen *K* freigemacht wird, so daß nun der Winkelhebel durch das an dem zweiten Arme *PU* desselben hängende Gewicht *V*, sowie der an seiner Axe sitzende Drehschieber in umgekehrter Richtung gedreht und durch denselben der Dampfweg nach dem Cylinder abgesperrt wird, folglich die Expansion des Dampfes in demselben beginnen kann. Gegen Ende des Kolbenwegs wird dann das Emissionsventil *S* mittels der Steuerstange *HN* eröffnet, worauf nun der Abfluß des Dampfes erfolgt.

Der Rückgang des Dampfkolbens beginnt hierauf mit Eröffnung des Admissionsventils *Q* auf der anderen Seite des Kolbens, mittels der Steuerstange *FL*. Mit diesem Rückgange ist auch der Rückgang der ersten Steuerstange und das Wiedereinrücken des Daumens *K* in die Feder *T* verbunden. Später wird das Gewicht *W* am Hebel des anderen Admissionsventils ausgelöst, worauf sich die Vorgänge des ersten Drehschiebers an dem des zweiten wiederholen.

Die Gewichte, durch welche die Drehschieber nach erfolgter Auslösung die Dampfwege abschließen, bewegen sich zur Verhinderung der schädlichen Stöße in mit Luft angefüllten Cylindern *V* und *W*.

Zum Reguliren des Ganges der Maschine dient ein durch einen Winkelhebel *O* an die verschiebbare Hülse des Schwungkugelregulators *Z* angeschlossener horizontaler Steuerbaum mit zwei Keilen *X* und *Y*, deren nach unten gerichtete Flächen dem weiteren Aufsteigen der verticalen Hemmstangen ein Hinderniß entgegensetzen.

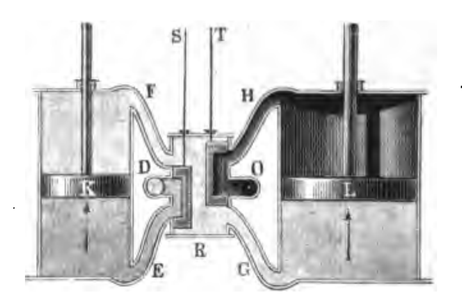
Je nachdem die Umdrehungsgeschwindigkeit dieses Regulators steigt oder fällt, wird der Steuerbaum mehr nach rechts oder links geschoben, dabei die eine oder andere Hemmstange durch die Keile mehr oder weniger herabgedrückt, daher auch das eine oder andere Steuergewicht eher oder später ausgelöst und der zum Cylinder führende Dampfweg verschlossen.

Um die Stöße zwischen den Keilen und den Hemmstangen möglichst sanft zu machen ist endlich noch an der Regulatorhülse ein Kolben angebracht, welcher sich in einem mit Wasser angefüllten Cylinder *J* bewegt, und daher das schnelle Auf- und Niedersteigen der Hülse sowie die plötzliche Verschiebung des Steuerbaums sammt den Keilen verhindert.

Woolf'sche Maschinen. Man kann auch noch dadurch den Dampf durch seine Expansion wirken lassen, daß man denselben nach der in einem Cylinder vollbrachten Wirkung noch in einen zweiten und weiteren Cylinder treten und auch auf den Kolben in diesem wirken läßt. Solche aus zwei Cylindern bestehende Expansionsmaschinen werden nach ihrem Erfinder Woolf'sche Maschinen genannt. In Frankreich wurden sie zuerst von §. 474

Edward eingeführt, weshalb man sie auch oft nach diesem benennt. Man verwendet durch diese Maschinen Dampf von 3 bis 4 Atmosphären Spannung, läßt denselben im großen Cylinder bis auf das Vierfache sich ausdehnen und condensirt ihn nach vollbrachter Wirkung im großen Cylinder mittels eines gewöhnlichen Condensators. Die Kolbenstangen von beiden Cylindern sind in der Regel an einem und demselben Balancier, und zwar die des kleineren innen und die des größeren außen angeschlossen. Die Einrichtung und Wirkungsweise einer Woolf'schen Dampfmaschine ist aus der ideellen Darstellung in Fig. 772 zu ersehen. Der bei D zutretende und in den an der Stange S hängenden Schieber eintretende Dampf wird abwechselnd durch die Canäle E und F in den kleinen Cylinder geführt, setzt daselbst den Kolben K in Bewegung, und strömt, nach vollbrachter Wirkung, abwechselnd durch F und E in die Dampfkammer R. Aus dieser wird er durch die Canäle G und H in den großen Cylinder, sowie von da, nach vollbrachtem Ausschube des Kolbens L, in den an der Stange T hängenden Schieber geleitet, und gelangt von da zuletzt durch das Rohr O zum Abfluß. Beide Dampfkolben gehen, wenn die beiden Dampfschieber die entgegengesetzten Stellungen einnehmen, gleichzeitig auf und nieder.

Fig. 772.

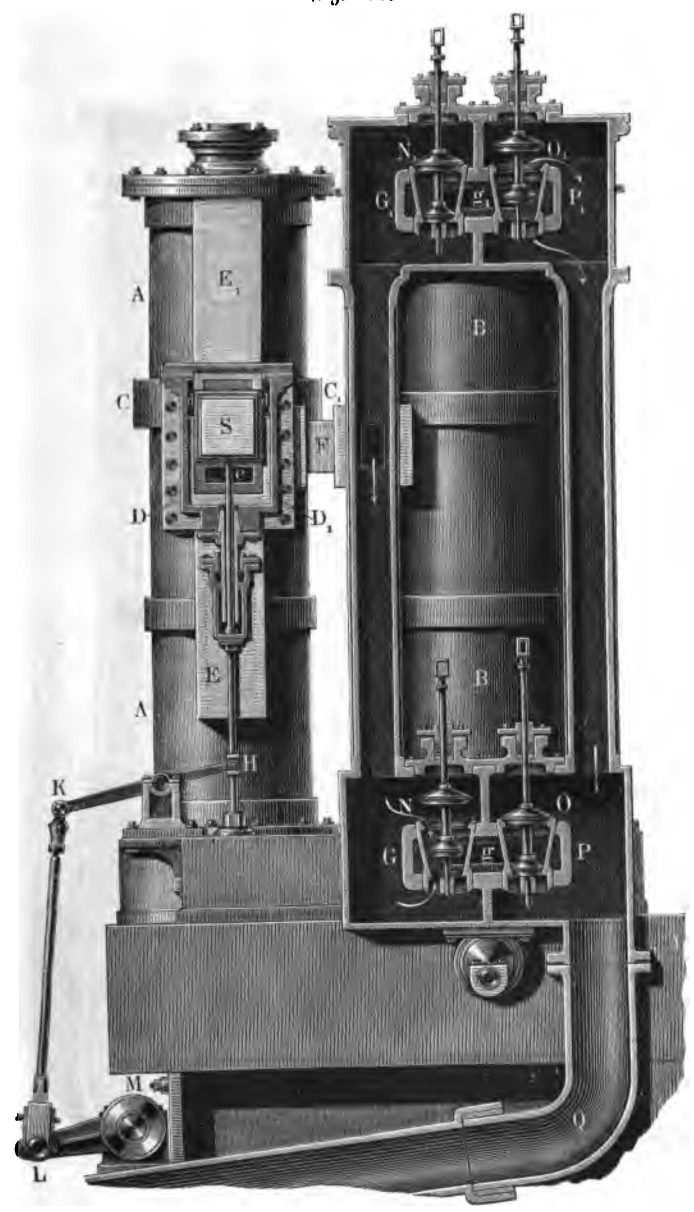


Die Steuerungsverhältnisse einer solchen Maschine lassen sich aus Fig. 773 ersehen.

Hier ist AA der kleine Cylinder, in welchem der Dampf zuerst und, nach Befinden, ohne Expansion wirkt, und BB der (nur zum Theil sichtbare) große Cylinder, in welchem der Dampf seine Arbeit durch Expansion verrichtet. Der frische Dampf wird dem Cylinder AA durch einen ringförmigen, um diesen Cylinder herumlaufenden Canal CC_1, welcher mit den Löchern d und d_1 in die Dampfkammer DD_1 einmündet, zugeführt. In diese Kammer münden drei andere Canäle E, E_1 und F ein; von denselben führt der eine den Dampf unter, der andere den letztern aber über den Kolben im Cylinder AA, der dritte endlich leitet denselben in die Dampfkammer GG_1 des zweiten Cylinders. Von den Einmündungen der Canäle E, E_1 und F in die Dampfkammer DD_1 bedeckt der Schieber S immer nur je zwei, so daß der frische Dampf stets durch die dritte, z. B. durch e, in einen der Canäle E und E_1 und von da in den Cylinder AA strömen, der einmal gewirkt habende Dampf aber durch den anderen Canal E_1 und von

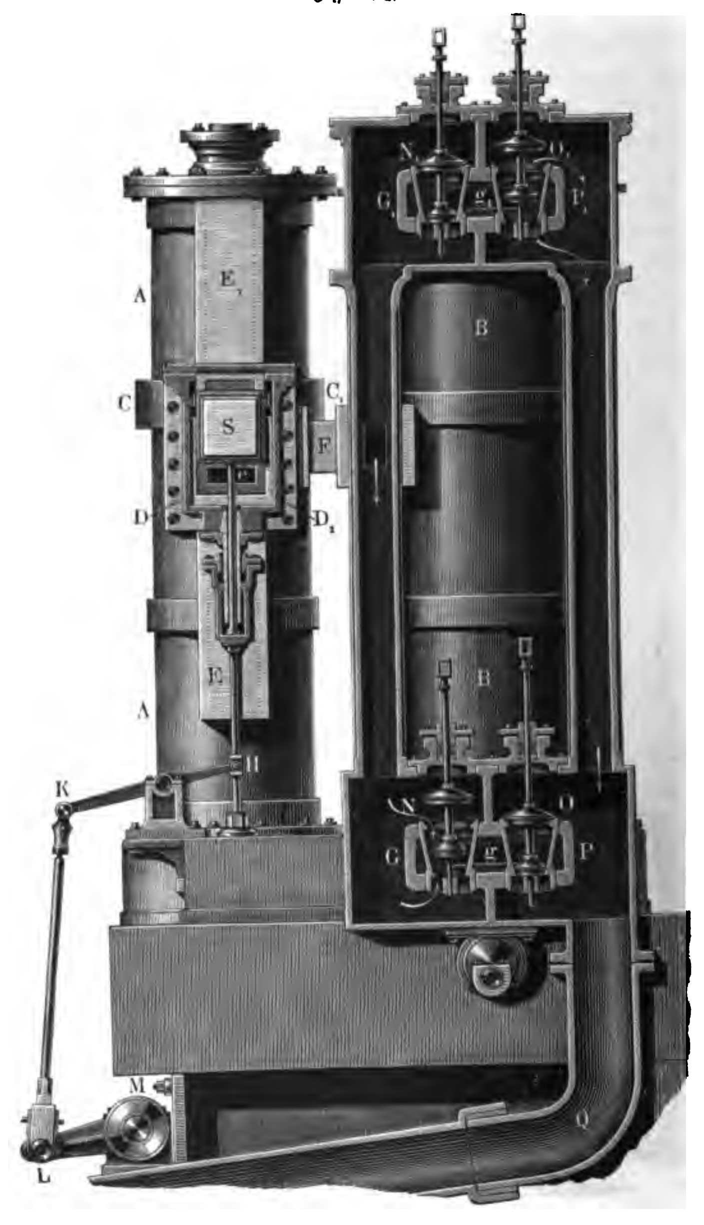
da durch F der Kammer $G\,G_1$ zugeführt werden kann. Der Dampfschieber S erhält seine Bewegung von einem Kreisexcentrik, welches zunächst eine Welle

Fig. 773.



M in schwingende Bewegung setzt, die durch die Hebel *HK* und *LM* und durch die Lenkstange *KL* mit der Schieberstange *SH* in Verbindung gesetzt

Fig. 774.

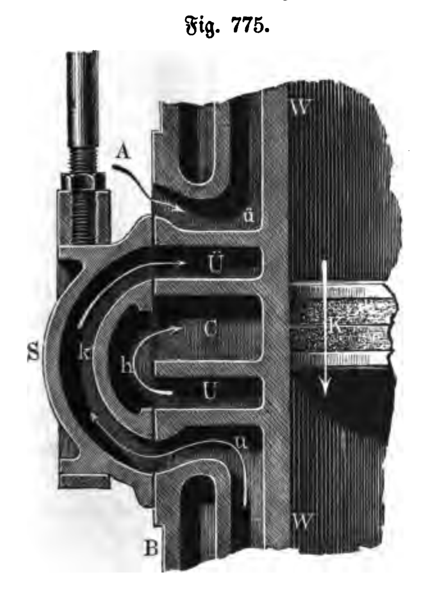


ist. In der Dampfkammer $G G_1$ befinden sich zwei Doppelventile N und N_1, bei deren Aufziehen die nach dem Cylinder BB führenden Dampfwege g und g_1 eröffnet werden. Neben der Kammer $G G_1$ befindet sich noch eine andere Kammer PP_1, welche durch zwei andere Ventile O und O_1 ebenfalls mit g und g_1, sowie durch die Röhre Q mit dem Condensator in Communication gesetzt ist. Durch Aufziehen der Ventile O und O_1 wird dem Dampfe, welcher in BB seine zweite und letzte Wirkung hervorgebracht hat, Gelegenheit zum Abflusse in den Condensator verschafft. Das Auf- und Niederlassen der Ventile N, N_1, O und O_1 erfolgt übrigens durch einen aus Stangen und Hebeln zusammengesetzten und an die Welle M angeschlossenen Mechanismus auf eine leicht zu fingirende Weise. Bei der Schieber- und Ventilstellung, welche die Figur vorstellt, strömt der frische Dampf unter den Kolben in AA und treibt folglich diesen empor; gleichzeitig gelangt der in AA einmal wirksam gewesene Dampf auf dem Wege $E_1 F G N$ auch unter den Kolben im zweiten Cylinder BB und nöthigt auch diesen zum Aufgange. Bei umgekehrter Stellung des Schiebers und der Ventile findet natürlich auch die umgekehrte Kolbenbewegung Statt. Es steigen also die Kolben in beiden Cylindern gemeinschaftlich auf und nieder.

Die Dampfmaschine von Legavrian ist eine Dampfmaschine nach dem Woolf'schen Principe mit drei Cylindern. (S. Fig. 724, §. 453.)

Statt der Ventilsteuerung oder der Steuerung durch zwei Schieber bringt §. 475
man in neuer Zeit auch den Hick'schen Doppelschieber bei Woolf'schen Dampfmaschinen mit Vortheil zur Anwendung. Dieser Dampfschieber S, Fig. 775, enthält zwei Canäle oder Dampfwege h und k, und bewegt sich auf einem Schieberspiegel AB mit den Ein- und Ausmündungen von fünf Dampfwegen, wovon U und $Ü$ unter und über den Dampfkolben im großen, sowie u und $ü$ unter und über den Dampfkolben im kleinen Cylinder führt, und C mit dem Condensator in Verbindung steht. Bei der Schieberstellung in Fig. 775 tritt der frische Dampf bei $ü$ über den kleinen Kolben, während der Dampf

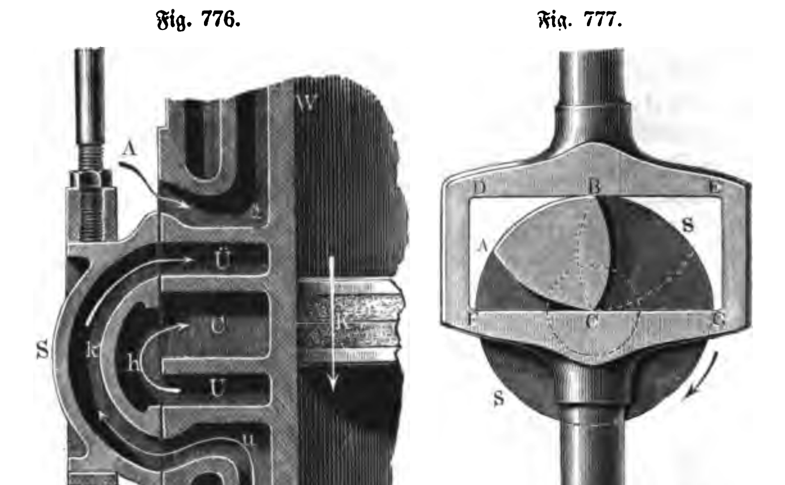
Fig. 775.



unter dem letzteren, nach vollbrachter Wirkung, von *u* durch *k* und bei *Ü* über den großen Kolben strömt und der im großen Cylinder zur Wirkung gelangte Dampf vom vorausgegangenen Kolbenaufgang aus *U* durch *h* nach *C* und von da in den Condensator geleitet wird.

Bei der oberen Stellung dieses Doppelschiebers ist die Mündung des Dampfwegs *u* frei und gelangt unter die Mündung des Schiebercanals *k* über der Mündung des Dampfwegs *ü*, so daß frischer Dampf aus der den Doppelschieber einschließenden Dampfkammer durch *u* unter den kleinen, und ebenso der Dampf aus dem kleinen Cylinder auf dem Wege *k* nach *U* und

Fig. 776. Fig. 777.

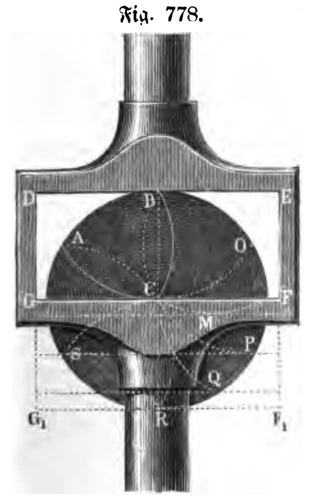


von da unter den großen Kolben treten kann, während der beim vorausgegangenen Niedergang der Kolben verbrauchte Dampf auf dem Wege *UhC* nach dem Condensator strömt.

Zur Bewegung des Doppelschiebers hat man in neuerer Zeit, nach **Hornblower**, statt des Kreisexcentriks einen **Steuerdaumen** in Form eines **Bogendreiecks** mit Vortheil zur Anwendung gebracht. Dieses Bogendreieck *ABC*, Fig. 777, wird durch drei gleiche Kreisbögen von je 60 Grad Länge gebildet und sitzt so auf einer rotirenden Scheibe *SS*, daß es mit der einen Seite *AB* in den Umfang und mit dem Eckpunkt *C* in den Mittelpunkt derselben fällt. Zum Angriff der Steuerstange dient ein mit derselben ein Ganzes bildender Rahmen, welcher das Bogendreieck mit den zwei parallelen Seiten *DE* und *FG* umfaßt, deren gegenseitiger Abstand $EF = GD$, dem Halbmesser der Scheibe gleich ist.

In der in Fig. 778 abgebildeten Daumenstellung hat der Rahmen soeben seine höchste Stellung erlangt, und es dreht sich nun das Bogendreieck um den Winkel $BCO = 60$ Grad, wobei der Bogen AB mit der Seite DE in Berührung bleibt, folglich ein weiteres Aufsteigen des Schiebers nicht statt hat. Bei der letzten Stellung kommt die vordere Dreiecksseite CB mit

Fig. 778.



der Kante FG in geometrische Berührung, und während nun diese Seite allmälig aus der Lage CO in die Lage CP übergeht, sich also wieder um einen Winkel von 60 Grad dreht, rückt der Berührungspunkt M von C nach und nach bis P. Schließlich gelangt die Vorderseite CB durch eine weitere Drehung um 60 Grad noch aus der Lage CP in die Lage CR, wobei der Eckpunkt B aus P nach R kommt und die Rahmenseite FG in die tiefste Stellung geschoben wird. Genau auf dieselbe Weise wie der Niedergang erfolgt nun auch der Aufgang der Schieberstange. Die Bogenseite AB, welche in die Lage PR gekommen ist, gleitet nun an der nach $F_1 G_1$ gelangten unteren Rahmenseite hin, ohne den Rahmen weiter fortzuschieben; ist aber der vordere Eckpunkt nach S und die Vorderseite in die Lage CS gekommen, so gelangt dieselbe mit der oberen Rahmenseite in geometrische Berührung, und es schiebt nun das Bogendreieck den ganzen Rahmen um den der Rahmenweite gleichen Scheibenhalbmesser allmälig wieder empor. Bei diesem Mechanismus der Schieberbewegung ist der Schieber während eines Drittels der Spielzeit in Ruhe, und während zwei Drittel in Bewegung, folglich die Bewegung desselben sowie das Eröffnen und Verschließen der Dampfwege durch denselben rascher als bei Anwendung eines gewöhnlichen Kreisexcentriks.

Woolf'sche Maschinen, wo der Dampf schon im kleinen Cylinder durch Expansion wirken soll, erhalten außer dem Vertheilungsschieber noch einen besonderen Expansionsschieber.

Sims'sche Maschine. Eine eigenthümliche Construction hat die Expansionsdampfmaschine mit doppelt liegendem Cylinder von Sims. Diese Maschine besteht aus zwei mit ihren Endflächen an einander anstoßenden Cylindern AB und BC, Fig. 779 (a. f. S.), von verschiedenen Weiten und aus zwei auf einer und derselben Kolbenstange DF festsitzenden Kolben D und E, wovon der eine (E) durch den aus der Dampfkammer G mittels §. 476

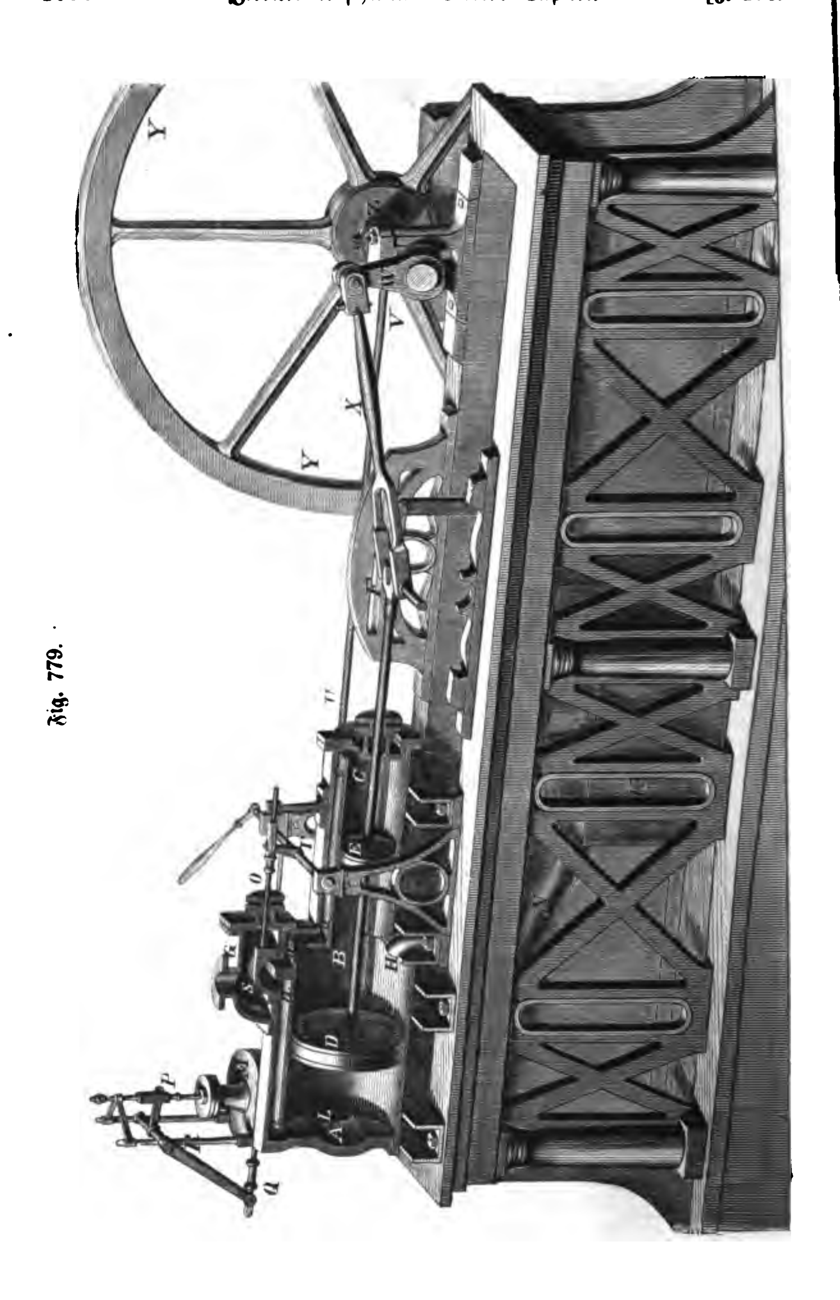
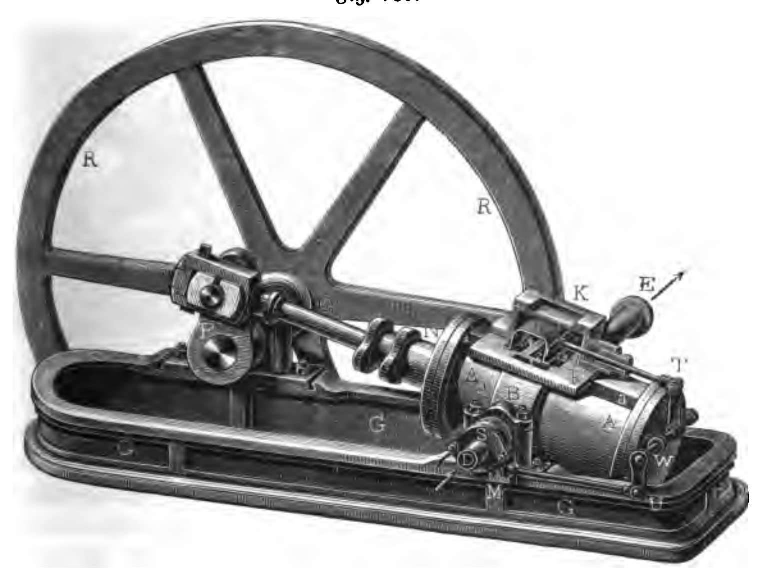


Fig. 779.

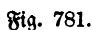
des Canales *abc* zugeführten stark gespannten Dampf nach der einen, und der andere (*D*) durch den aus dem kleinen Cylinder *CE* durch die Canäle *cba* und *de* strömenden Dampf nach der anderen Richtung bewegt wird. Der Raum *DBE* zwischen beiden Kolben steht durch ein Rohr *H* mit dem Condensator *K* in Verbindung; es findet daher hier ein kleiner Gegendruck Statt, welcher, da *D* größer als *E* ist, die Bewegung der Kolbenverbindung in der Richtung *ED* etwas befördert, und die in der Richtung *DE* ebenso viel hindert. Der verbrauchte Dampf strömt, nachdem er sich in *AB* ausgedehnt und den Kolben *D* ausgeschoben hat, durch einen Canal *L* in eine (nur von oben zu sehende) Röhre *M* und von da durch eine Röhre *N* nach dem Condensator *K*. Das abwechselnde Zu- und Ablassen des Dampfes wird durch einen Schieber *S* in der Dampfkammer *G* und durch ein (hier unsichtbares) Ventil in der Röhre *M* bewirkt, und beide Theile werden mittels der Stangen *O*, *P* und *Q*, und der Hebel *R* und *T* durch die Excentrikstange *UV* bewegt. Man ersieht auch noch in der Figur die Kurbel *W* und ihre Stange *X*, sowie das Schwungrad *YY*, wodurch die hin- und hergehende Bewegung der Kolbenstange *CD* in eine nahe gleichförmige Umdrehungsbewegung der Welle *Z* verwandelt wird (s. The Pract. Mechanic's Journal 1849, July, p. 50, oder das polyt. Centralblatt 1851, Liefer. 1).

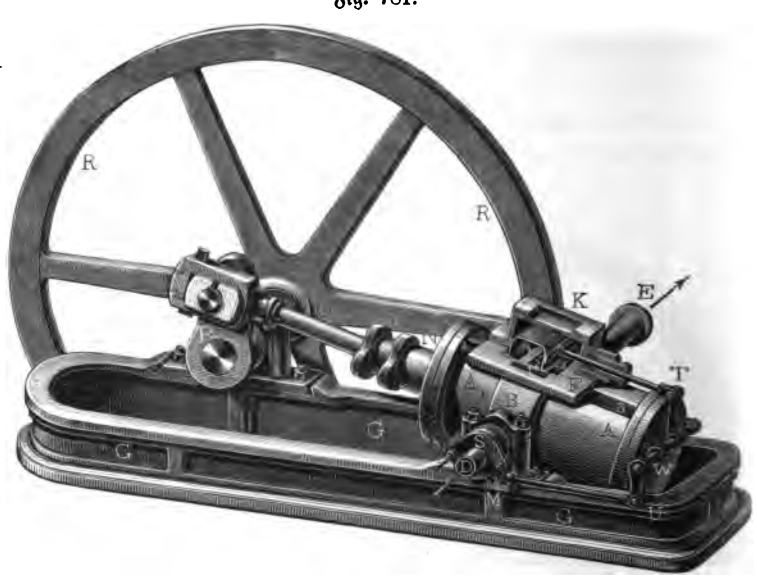
Alban'sche Maschinen. Eine recht einfache oscillirende Dampfmaschine von Dr. Alban in Plau ist Fig. 780 abgebildet (siehe die §. 477

Fig. 780.



„**Hochdruckdampfmaschine**“ von **Alban**, Rostock u. s. w.). Es hat hier der Dampfcylinder AA_1 zwei angegossene hohle Zapfen, und letztere ruhen in gewöhnlichen Zapfenlagern, wie B (Fig. 401, §. 194), welche auf einem rahmenförmigen Gestelle $G\,G\,G$ befestigt sind. Die Röhren D und E, wovon die eine den Dampf zuführt und die andere denselben nach vollbrachter Wirkung ableitet, stehen mit den Zapfenhöhlungen in Communication, und sind darin durch Stopfbüchsen, wie S, abgedichtet. Die Fußplatte F der auf dem Dampfcylinder aufsitzenden, in der Abbildung der Länge nach halb durchschnittenen Dampfkammer K hat vier Mündungen, wovon die vordere (1) durch den Canal B und durch die Höhlung des Zapfens $B\,S$ mit dem Dampfrohre D, und die mittlere (2) durch einen gleichen Canal auf der anderen Seite des Cylinders und durch die Höhlung des zweiten Zapfens mit dem Austragerohr E communicirt. Die letztere Mündung ist vom (mit abgeschnittener Seitenwand dargestellten) Schieber L stets, und von den ihr zur Seite stehenden Mündungen (3) und (4), ist, je nach der Schieberstellung,

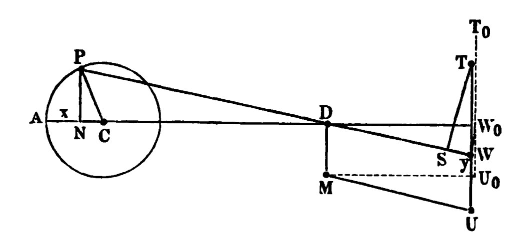

Fig. 781.



nur die eine oder andere bedeckt. Der durch (1) zutretende frische Dampf strömt bei der abgebildeten Schieberstellung durch (3) in den Canal a und von da nahe über dem Boden A in den Cylinder, wogegen der gewirkt habende Dampf durch den Canal a_1 mittels (4) in die Dampfkammer und von da wieder durch (2) in das Austragerohr E geleitet und abgelassen wird. In der ent-

gegengesetzten Schieberstellung, wobei (3) vom Schieber eingeschlossen ist und (4) frei liegt, finden natürlich in a und a_1 die entgegengesetzten Bewegungen des Dampfes Statt. Die Kraft des Dampfkolbens wird hier durch die Kolbenstange O direct auf den Krummzapfen P übertragen. Zur Geradführung der Kolbenstange dient die Stopfbüchse N mit einem ungewöhnlich langen Gehäuse. Um eine möglichst gleichförmige Umdrehungsbewegung zu erhalten, ist noch das Schwungrad RR auf die Krummzapfenwelle aufgesetzt. Zur Bewegung des Schiebers dient ein Hebelmechanismus, dessen Welle W auf dem Boden A des Dampfcylinders gelagert ist. Eine um den festen Punkt M drehbare Lenkstange MU ist an einem und die Schieberstange LT am anderen Arme dieses Hebelmechanismus angeschlossen; in Folge der Schwingung der Welle W um die Axe DE nimmt der Schieber die erforderliche hin- und hergehende Bewegung an. Um sich hiervon die Ueberzeugung zu verschaffen, ist die geometrische Darstellung des ganzen Bewegungsmechanismus der Maschine in Fig. 782 näher zu betrachten. Es bedeutet hier C die Axe der Krummzapfenwelle, D die Drehungsaxe des

Fig. 782.



Dampfcylinders, W die Wellenaxe des Steuerungsmechanismus und M die feste Drehungsaxe des Lenkarmes. Dreht sich der Kurbelarm $CP = r_1$ um den Winkel $ACP = \beta$, so legt der Dampfkolben nahe den Weg

$$AN = x = r_1\,(1 - cos.\,\beta)$$

zurück, und es nimmt die Axe der Kolbenstange die Neigung $ADP = \alpha$ an, welche durch die Formel

$$sin.\,\alpha = \frac{NP}{DP},$$

oder annähernd,

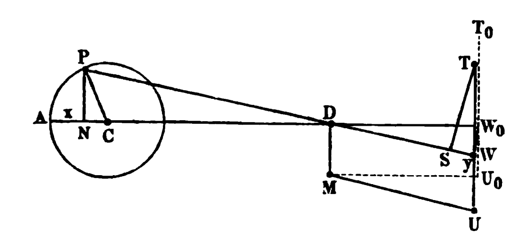
$$sin.\,\alpha = \frac{r_1\,sin.\,\beta}{d}$$

bestimmt ist, wobei d die Entfernung $\overline{CD}$ der Drehungsaxen C und D von einander bezeichnet.

Wenn M senkrecht unter D liegt und die Armlänge WU gleich dem

Abstande DM gemacht wird, so ist das Viereck $DMUW$ bei jeder Lage des Cylinders ein Parallelogramm, und insbesondere ein rechtwinkeliges

Fig. 783.



DMU_0W_0 am Ende des Kolbenhubes, wobei die Axe des Dampfcylinders eine horizontale Lage hat. Bezeichnet nun a die Länge $WT = W_0T_0$ des Schieberarmes, so hat man den dem Neigungswinkel $WDW_0 = STW = \alpha$ entsprechenden Schieberweg:

$$\overline{WS} = \overline{WT} sin.\, STW,$$

d. i.:

$$y = a\, sin.\, \alpha$$

$$= \frac{a r_1\, sin.\, \beta}{d},$$

oder, wenn man noch $\frac{a r_1}{d}$ durch r bezeichnet,

$$y = r\, sin.\, \beta.$$

Diese Formeln stimmen mit denen für die Schieberbewegung durch Excentriks befundenen (s. §. 459), wenn man darin das Voreilen gleich Null setzt, vollkommen überein.

§. 478 **Dampfleistung ohne Expansion.** Im Folgenden muß nun noch gezeigt werden, wie die Leistung einer Dampfmaschine zu berechnen ist. Fassen wir zunächst den einfachsten Fall ins Auge, setzen wir nämlich eine doppeltwirkende Maschine ohne Expansion voraus, und vernachlässigen wir vorerst auch alle Verluste und Nebenhindernisse. Bezeichnen wir den Dampfdruck auf die Flächeneinheit (auf den Quadratzoll) durch p, und den Inhalt der Kolbenfläche (in Quadratzollen) durch F, so erhalten wir für die Kraft, mit welcher der Dampf den Kolben auf der einen Seite drückt,

$$P = Fp.$$

Ist nun noch s der Kolbenweg, so hat man die Arbeit der Maschine bei einem Auf- oder Niedergange:

$$Ps = Fps = Fs \,.\, p,$$

oder, da Fs zugleich das verbrauchte Dampfvolumen V angiebt,

$$Ps = Vp.$$

Macht die Maschine pr. Minute n Spiele, legt also der Kolben in der Minute den Weg $2s$ $n$mal zurück, so ist die mittlere Kolbengeschwindigkeit

$$v = \frac{n \,.\, 2s}{60} = \frac{ns}{30},$$

und daher auch die theoretische Leistung der Dampfmaschine pr. Secunde:

$$L = Pv = \frac{ns}{30} \cdot Fp = \frac{n}{30} Vp = Qp,$$

wenn Q das pr. Secunde verbrauchte Dampfquantum bezeichnet.

Diese Berechnung gilt aber nur dann, wenn kein Druck auf die Gegenseite des Kolbens statthat, wenn also auf dieser Seite eine vollkommene Condensation vorhanden ist; erleidet aber diese Seite einen Gegendruck q auf jeden Quadratzoll, also den Druck Fq im Ganzen, so fällt die arbeitende Kraft

$$P = F(p - q),$$

und daher die Leistung pr. Secunde

$$L = \frac{ns}{30} F(p - q) = \frac{n}{30} V(p - q) = Q(p - q)$$

aus.

Bei den Condensationsmaschinen ist q der Dampfdruck im Condensator, bei den Maschinen ohne Condensation hingegen ist q der Atmosphärendruck $= 14{,}10$ Pfund auf den Quadratzoll $= 1{,}033$ Kilogramme auf das Quadratcentimeter, zu setzen. Giebt man V oder Q in Cubikfuß, und bezieht man p und q auf den Quadratzoll, so muß man natürlich

$$L = \frac{n}{30} \; V \,.\, 144\,(p - q) = Q \,.\, 144\,(p - q),$$

d. i.:

$$L = 4{,}8\, n V(p - q) = 144\, Q\,(p - q) \text{ Fußpfund}$$

setzen; giebt man aber V und Q in Cubikmetern und bezieht p und q auf ein Quadratcentimeter, so hat man

$$L = 10000 \cdot \frac{n}{30} V\,(p - q) = 10000 Q\,(p - q) \text{ Kilogrammmeter}$$

anzunehmen, da der Druck auf den Quadratfuß $(12)^2 = 144$mal so groß ist, als auf den Quadratzoll, und der Druck auf das Quadratmeter den Druck auf das Quadratcentimeter $(100)^2 = 10000$mal enthält.

Beispiel. Der innere Cylinderdurchmesser einer Dampfmaschine ohne Condensation ist 18 Zoll und der Hub 40 Zoll; die Zahl der Spiele pr. Minute = 24 und die Spannung der Dämpfe $3\frac{1}{2}$ Atmosphären; welche Kraft und Leistung giebt diese Maschine? Die Kolbenfläche ist

$$F = ({}^{18}/_{2})^2 \pi = 81 \pi = 254{,}47 \text{ Quadratzoll,}$$

folglich die arbeitende Kraft:

$$P = F\,(p - q) = 254{,}47 \,.\, 14{,}10\,(3{,}5 - 1) = 8970 \text{ Pfund.}$$

Nun ist noch $n = 24$ und $s = {}^{40}/_{12} = {}^{10}/_{3}$ Fuß, daher folgt die theoretische Leistung dieser Maschine:

$$L = \frac{n s}{30} P = \frac{24 \,.\, 10}{30 \,.\, 3} \cdot 8970 = 23920 \text{ Fußpfund}$$

$$= \frac{23920}{480} = 49{,}8 \text{ Pferdekräfte.}$$

§. 479 **Wirkung durch Expansion.** Wird der Dampf, nachdem der Treibkolben den Weg s durchlaufen hat, abgesperrt, so wirkt er bei Durchlaufung des übrigen Kolbenweges durch Expansion. Hierbei sind aber mehrerlei Fälle denkbar. Entweder bleibt die Temperatur des Dampfes während der Expansion unverändert, oder es vermindert sich dieselbe, je mehr sich der Dampf ausdehnt, wobei sich nach Befinden ein Theil desselben condensirt. Der erste Fall kann nur dann eintreten, wenn der Dampfcylinder von außen mit warmer Luft oder frischem Dampfe umgeben ist und die Bewegung des Dampfkolbens sehr langsam erfolgt, wobei der Dampf die zu seiner Expansion nöthige Wärme in sich aufnehmen kann. Unter der Voraussetzung, daß sich der ungesättigte Dampf wie die atmosphärische Luft verhalte, ist auch vorauszusetzen, daß die Expansivkraft des abgesperrten Wasserdampfes dem Mariotte'schen Gesetze (s. Bd. I, §. 387 und §. 388) folge.

Der zweite Fall ist unter verschiedenen Verhältnissen denkbar. Wenn, wie besonders bei einer lebhaften Dampfbildung vorkommt, der abgesperrte Dampf nicht trocken ist, sondern mit fortgerissenes Wasser enthält, so wird sich letzteres während der Expansion desselben in Dampf verwandeln, und deshalb unter Umständen die ganze abgesperrte Dampfmenge hierbei in gesättigtem Zustande bleiben. Unter dieser Voraussetzung läßt sich nach Pambour bei Beurtheilung der Spannkraft des Dampfes im Dampfcylinder von der Navier'schen Formel (s. §. 390)

$$\mu = \frac{\alpha}{\beta + p}$$

für das specifische Dampfvolum Gebrauch machen, während nach dem Mariotte'schen Gesetze

$$\mu = \frac{\alpha}{p}$$

anzunehmen ist.

Unter der Voraussetzung, daß dem Dampfe während der Expansion weder Wärme zugeführt noch Wärme entzogen wird, können wir ferner auch annehmen, daß die Expansivkraft desselben, in Uebereinstimmung mit dem Poisson'schen Gesetze (§. 376), im umgekehrten Verhältnisse zu einer Potenz des Volumens stehe, wobei aber statt des Exponenten $\varkappa$ für Luft ein durch Versuche zu bestimmender Exponent ν in Anwendung zu bringen ist.

Endlich giebt auch die mechanische Wärmetheorie die Mittel zur Bestimmung der Expansivkraft des Dampfes im Dampfcylinder an die Hand.

Anmerkung. Poncelet und Morin, zunächst auch Tredgold u. s. w. legen bei ihren Theorien der Dampfmaschinen die erste Regel zu Grunde, wogegen Pambour als Verfechter der zweiten Regel aufgetreten ist (s. Théorie des machines à vapeur, par Pambour, Paris 1844, deux. édition, vorzüglich die Introduction). Morin zeigt auf experimentellem Wege, daß die Zugrundelegung des Mariotte'schen Gesetzes bei Entwickelung einer Theorie der Dampfmaschinen eine vollkommen genügende Uebereinstimmung mit der Erfahrung gewähre (s. Leçons de mécanique pratique, 3me partie, par A. Morin, Paris 1846). Ueber die Anwendung der mechanischen Wärmetheorie auf die Theorie der Dampfmaschinen s. Clausius: Abhandlungen über die mechanische Wärmetheorie, Braunschweig, Fr. Vieweg und Sohn, 1864; ferner Zeuner: Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie, Leipzig, bei A. Felix, 1866, sowie Combes: Théorie mécanique de la chaleur et de ses applications, Paris 1863, und Hirn: Théorie mécanique de la chaleur, Paris 1865.

Expansion nach dem Mariotte'schen Gesetz. Bei Zugrundelegung des Mariotte'schen Gesetzes läßt sich die Wirkung des Dampfes sowie die eines jeden Gases nach Bd. I, §. 388 bestimmen. Geht 1 Cubikfuß Gas oder Dampf aus der stärkeren Spannung p in die schwächere Spannung p_1 über, so verrichtet derselbe hiernach die Arbeit: §. 480

$$A_1 = p\, Log.\, nat. \left(\frac{p}{p_1}\right) = 2{,}3026\, p\, Log. \left(\frac{p}{p_1}\right).$$

Ist das anfängliche, der Spannung p entsprechende Volumen $= V$ und dagegen das der Spannung p_1 entsprechende Volumen V_1, so hat man:

$$\frac{p}{p_1} = \frac{V_1}{V},$$

und daher auch die mechanische Arbeit, welche das Volumen V bei seiner Ausdehnung und Zurückführung auf V_1 ausgiebt,

$$A_1 = Vp\, Log.\, nat. \left(\frac{V_1}{V}\right).$$

Bei Anwendung auf die Dampfmaschinen mit Expansion in einem Cylinder ist, wenn s den Weg des Dampfkolbens beim Anfange der Expansion, und dagegen s_1 den ganzen Kolbenweg bezeichnet,

$$V = Fs \quad \text{und} \quad V_1 = Fs_1,$$

daher die gesuchte Arbeit

$$A_1 = Fsp\, Log.\, nat.\left(\frac{s_1}{s}\right)$$

zu setzen. Addiren wir hierzu noch die Arbeit

$$A_2 = Fsp$$

vor der Absperrung, so erhalten wir die ganze Arbeit:

$$A = Fsp + Fsp\, Log.\, nat.\left(\frac{s_1}{s}\right)$$

$$= Fsp\left[1 + Log.\, nat.\left(\frac{s_1}{s}\right)\right]$$

$$= Fs_1 p_1 \left[1 + Log.\, nat.\left(\frac{s_1}{s}\right)\right].$$

Berücksichtigt man noch den Gegendruck q auf der anderen Seite des Kolbens, bringt man also die Leistung $Fs_1 q$ in Abzug, so erhält man die vollständige Arbeit des Dampfes pr. Kolbenschub:

$$A = Fs_1 p_1 \left[1 + Log.\, nat.\left(\frac{s_1}{s}\right) - \frac{q}{p_1}\right]$$

$$= Fsp\left[1 + Log.\, nat.\left(\frac{s_1}{s}\right) - \frac{q}{p_1}\right].$$

Die Leistung der Maschine pr. Secunde folgt nun wie in §. 479

$$L = \frac{n}{30} Fsp\left[1 + Log.\, nat.\left(\frac{s_1}{s}\right) - \frac{q}{p_1}\right]$$

$$= 144 \cdot \frac{n\, Vp}{30}\left[1 + Log.\, nat.\left(\frac{s_1}{s}\right) - \frac{q}{p_1}\right] \text{ Fußpfund,}$$

wenn V das pr. Auf- oder Niedergang verbrauchte Dampfquantum Fs bezeichnet, oder endlich

$$L = 144\, Qp\left[1 + Log.\, nat.\left(\frac{s_1}{s}\right) - \frac{q}{p_1}\right] \text{ Fußpfund,}$$

wenn Q das pr. Secunde verbrauchte Dampfquantum von der Spannung p ausdrückt.

Beispiel. Welche Leistung giebt die im letzten Beispiele (§. 478) betrachtete Dampfmaschine, wenn dieselbe den Dampf bei 0,4 des ganzen Kolbenweges absperrt? Es ist hier $s_1 = 40$ Zoll $= {}^{10}/_3$ Fuß, $s = 0{,}4 \,.\, 40 = 16$ Zoll $= {}^4/_3$ Fuß; ferner der Druck auf den Kolben vor der Expansion:

$$Fp = 254{,}47 \,.\, 3{,}5 \,.\, 14{,}10 = 12558 \text{ Pfund,}$$

und die Leistung pr. Auf- oder Niedergang:

$$L_1 = 12558 \,.\, {}^4/_3 \left(1 - \frac{1}{0{,}4 \,.\, 3{,}5} + 2{,}3026\, Log.\, {}^{10}/_4\right)$$

$= 16744 \, (1 - 0{,}71428 + 2{,}3026 \, . \, 0{,}39794) = 17872 \, (0{,}28572 + 0{,}91630$
$= 16744 \, . \, 1{,}20202 = 20126$ Fußpfund,

und folglich die Leistung pr. Secunde:

$$L = \frac{n}{30} . 20126 = \frac{24}{30} . 20126 = 0{,}8 . 20126 = 16100 \text{ Fußpfund}$$
$$= 33{,}5 \text{ Pferdekräfte.}$$

Dieselbe Maschine leistet zwar ohne Dampfabsperrung nahe 50 Pferdekräfte, erfordert aber auch 2,5mal so viel Dampf als beim Arbeiten mit Expansion.

Pambour's Theorie. Die Leistung der Expansionsdampfmaschinen §. 481
läßt sich mit Zugrundelegung der Navier'schen Regel auf folgende Weise finden. Das specifische Dampfvolumen, oder das Verhältniß des Dampfvolumens zum Wasservolumen ist bei der Spannung p nach §. 390:

$$\mu = \frac{\alpha}{\beta + p},$$

und folglich bei der Spannung p_1:

$$\mu_1 = \frac{\alpha}{\beta + p_1}.$$

Die Division beider Gleichungen giebt:

$$\frac{\mu}{\mu_1} = \frac{\beta + p_1}{\beta + p},$$

und daher:

$$p_1 = (\beta + p) \frac{u}{\mu_1} - \beta;$$

bezeichnet s den Kolbenweg vor der Dampfabsperrung und s_1 den Weg an einer Stelle während der Expansion, wo die Spannung p in p_1 übergegangen ist, so hat man für diesen Moment den Dampfdruck auf die Kolbenfläche F:

$$P = Fp_1 = F\left(\frac{(\beta + p)\, s}{s_1} - \beta\right) = F \frac{(\beta + p)\, s}{s_1} - F\beta.$$

Nun ist aber der erste Theil dieses Druckes dem Kolbenwege s umgekehrt proportional und der zweite Theil $F\beta$ constant; daher bestimmt sich auch die dem ersten Theile entsprechende Arbeit während der Expansion nach dem Mariotte'schen Gesetze wie oben:

$$A_1 = F(\beta + p)\, s \, Log. nat. \left(\frac{s_1}{s}\right),$$

und die dem zweiten Theile entsprechende Leistung, durch einfache Multiplication mit dem Wege $(s_1 - s)$ während der Expansion, also

$$A_2 = - F\beta \, (s_1 - s).$$

Hiernach ist also die mechanische Arbeit des Dampfes während der Expansion:

$$A_1 + A_2 = F(\beta + p)\, s\, Log. nat. \left(\frac{s_1}{s}\right) - F\beta\,(s_1 - s),$$

und daher die während des vollständigen Kolbenweges:

$$A = Fps + A_1 + A_2 = Fps + F(\beta + p)\, s\, Log. nat. \left(\frac{s_1}{s}\right) - F\beta(s_1 - s),$$

und mit Berücksichtigung der durch den Gegendruck Fq verloren gehenden Leistung Fqs_1:

$$A = Fs(\beta + p) + Fs(\beta + p)\, Log. nat. \left(\frac{s_1}{s}\right) - F\beta s_1 - Fqs_1$$

$$= Fs\,(\beta + p)\left[1 + Log. nat. \left(\frac{s_1}{s}\right) - \frac{\beta + q}{\beta + p}\cdot\frac{s_1}{s}\right],$$

oder, da $\frac{s_1}{s} = \frac{\beta + p}{\beta + p_1}$ ist,

$$A = Fs(\beta + p)\left[1 + Log. nat. \left(\frac{s_1}{s}\right) - \frac{\beta + q}{\beta + p_1}\right]$$

$$= 144\, V(\beta + p)\left[1 + Log. nat. \left(\frac{s_1}{s}\right) - \frac{\beta + q}{\beta + p_1}\right] \text{ Fußpfund,}$$

wenn V das pr. Kolbenschub verbrauchte Dampfquantum in Cubikfußen bezeichnet.

Die Leistung pr. Secunde ist, bei n Spielen pr. Minute:

$$L = \frac{n}{30}\cdot A$$

$$= \frac{n}{30}\cdot 144\, V(\beta + p)\left[1 + Log. nat. \left(\frac{s_1}{s}\right) - \frac{\beta + q}{\beta + p_1}\right]$$

$$= 144\, Q(\beta + p)\left[1 + Log. nat. \left(\frac{s_1}{s}\right) - \frac{\beta + q}{\beta + p_1}\right] \text{ Fußpfund,}$$

wenn Q das pr. Secunde verbrauchte Dampfquantum in Cubikfußen ausdrückt.

Setzen wir $\beta = 0$, so geht diese Formel in die vorige, auf das Mariotte'sche Gesetz basirte, über.

Beispiel. Welche Leistung verspricht die in den letzten Beispielen berechnete Dampfmaschine nach der zuletzt gefundenen Regel? Es ist hier

$$144\, Q = \frac{n}{30}\cdot Fs = {}^{24}/_{30}\,.\,254{,}47\,.\,{}^{4}/_{3} = 271{,}44 \text{ Cubikfuß,}$$

ferner nach Bd. II, §. 390, $\beta = 0{,}2922\,.\,14{,}10 = 4{,}120$, also

$$\beta + p = 4{,}120 + 3{,}5\,.\,14{,}10 = 4{,}120 + 49{,}350 = 53{,}47,$$

$$\beta + p_1 = \frac{s_1}{s}\,(\beta + p) = 0{,}4\,.\,53{,}47 = 21{,}388$$

und

$$\beta + q = 4{,}120 + 14{,}10 = 18{,}22,$$

daher die gesuchte Leistung pr. Secunde:

$$L = 271,44 \,.\, 53,47 \left(1 + 0,91630 - \frac{18,22}{21,38}\right)$$
$$= 271,44 \,.\, 53,47\, (1,91630 - 0,85220) = 271,44 \,.\, 53,47 \,.\, 1,0641$$
$$= 15444 \text{ Fußpfund} = 32,2 \text{ Pferdekräfte.}$$

Die vorige Formel gab $L = 33,5$ Pferdekräfte.

Expansion in zwei Cylindern. Die Leistungsformel für zwei- §. 482
cylindrige Expansionsmaschinen läßt sich auf dem im Vorstehenden betretenen Wege nun auch leicht ableiten. Nehmen wir an, daß der Dampf im kleinen Cylinder ohne Expansion wirke; bezeichnen wir die Kolbenfläche dieses Cylinders durch F, den Kolbenhub in demselben durch s, die Fläche des größeren Kolbens durch F_1, den Hub dieses Kolbens durch s_1, setzen wir ferner die volle Spannung $= p$, die Spannung des ausgedehnten Dampfes $= p_1$ und endlich den Gegendruck auf jeden Quadratzoll des großen Kolbens $= q$. Dann haben wir für jeden einfachen Kolbenweg die Arbeit des in voller Spannung befindlichen Dampfes, auf den kleinen Kolben übergetragen:

$$A_1 = Fps,$$

dagegen die durch den Gegendruck q auf den großen Kolben verloren gehende Leistung:

$$A_2 = F_1 q s_1,$$

und endlich die durch die Expansion gewonnene Leistung, nach dem Mariotte'schen Gesetze:

$$A_3 = Vp\, Log.\, nat.\, \frac{V_1}{V} = Fsp\, Log.\, nat. \left(\frac{F_1 s_1}{Fs}\right).$$

Demnach folgt die ganze Arbeit beider Kolben bei einem Auf- oder Niedergange:

$$A = A_1 - A_2 + A_3$$
$$= Fsp\left[1 + Log.nat.\left(\frac{F_1 s_1}{Fs}\right)\right] - F_1 s_1 q$$
$$= Fsp\left[1 + Log.nat.\left(\frac{F_1 s_1}{Fs}\right) - \frac{q}{p_1}\right]$$
$$= 144\, Vp\left[1 + Log.nat.\left(\frac{F_1 s_1}{Fs}\right) - \frac{q}{p_1}\right]$$
$$= 144\, Vp\left[1 + Log.nat.\left(\frac{F_1 s_1}{Fs}\right) - \frac{q}{p}\left(\frac{F_1 s_1}{Fs}\right)\right] \text{ Fußpfund.}$$

Endlich ist die Leistung der Maschine pr. Secunde:

$$L = \frac{n}{30} \cdot 144\, Vp\left[1 + Log.nat.\left(\frac{F_1 s_1}{Fs}\right) - \frac{q}{p_1}\right]$$
$$= 144\, Qp\left[1 + Log.nat.\left(\frac{F_1 s_1}{Fs}\right) - \frac{q}{p_1}\right] \text{ Fußpfund.}$$

Legt man die Pambour-Navier'sche Regel zu Grunde, so erhält man, wie leicht zu ermessen ist,

$$L = 144\, Q(\beta + p)\left[1 + Log.nat.\left(\frac{F_1 s_1}{F s}\right) - \frac{\beta + q}{\beta + p_1}\right] \text{ Fußpfund.}$$

Anmerkung. Die Expansionsleistung des Dampfes zerfällt bei den Woolf'schen Dampfmaschinen in eine gewonnene und in eine verloren gehende; jene nimmt der Kolben im großen Cylinder auf, diese wird dem Kolben im kleinen Cylinder entzogen; es ist die oben angegebene Expansionsleistung die Differenz beider. Nach dem Mariotte'schen Gesetze ist die Leistung, welche der große Kolben während der Expansion des Dampfes aufnimmt,

$$= \frac{F F_1 s s_1}{F_1 s_1 - F s}\, p\, Log.nat. \left(\frac{F_1 s_1}{F s}\right),$$

und dagegen die, welche dem kleinen Kolben entzogen wird,

$$= \frac{F^2 s^2}{F_1 s_1 - F s}\, p\, Log.nat. \left(\frac{F_1 s_1}{F s}\right),$$

also das Verhältniß beider zu einander, $= \frac{F_1 s_1}{F s}$, und ihre Differenz, wie oben,

$$= F p s\, Log.\, nat. \left(\frac{F_1 s_1}{F s}\right).$$

Beispiel. Welche Leistung verspricht eine Woolf'sche Dampfmaschine, welche Dämpfe von $3\frac{1}{2}$ Atmosphären Spannung benutzt und diese im Condensator bis auf $\frac{1}{8}$ Atmosphäre Spannung niederschlägt, bei folgenden Dimensionen. Durchmesser des kleinen Cylinders: $d = 18$ Zoll, Hub in demselben, $s = 40$ Zoll, Durchmesser des größeren Cylinders, $d_1 = 30$ Zoll, Hub in demselben, $s_1 = 50$ Zoll, also das Ausdehnungsverhältniß:

$$\frac{V_1}{V} = \frac{F_1 s_1}{F s} = \frac{d_1^2 s_1}{d^2 s} = \frac{30^2 . 50}{18^2 . 40} = \frac{5^2 . 5}{3^2 . 4} = \frac{125}{36} = 3{,}4722.$$

Die erste auf das Mariotte'sche Gesetz basirte Formel giebt die gesuchte Leistung pr. Secunde, wenn die Maschine pr. Minute 24 Spiele macht:

$$L = {}^{24}\!/_{80} \cdot (9)^2 \pi \,.\, {}^{40}\!/_{12} \,.\, 3{,}5 \,..\, 14{,}10 \left(1 + Log.\, nat.\; 3{,}4722 - {}^1\!/_8 \,.\, \frac{3{,}4722}{3{,}5}\right)$$
$$= 0{,}8 \,.\, 270 \,.\, 49{,}35\, \pi\; (1 + 2{,}3026 \,.\, 0{,}5406 - 0{,}1240)$$
$$= 10660\, \pi\; (0{,}8760 + 1{,}2448) = 10660 \,.\, 2{,}1208 \,.\, \pi$$
$$= 71024 \text{ Fußpfund} = 148{,}0 \text{ Pferdekräfte.}$$

Nach der Pambour'schen Theorie folgt hingegen diese Leistung:

$$L = 0{,}8 \,.\, 270 \,.\, 53{,}47\, \pi \left(2{,}2448 - \frac{4{,}120 + {}^1\!/_8 \,.\, 14{,}10}{53{,}47} \,.\, 3{,}4722\right)$$
$$= 11550\, \pi \left(2{,}2448 - \frac{5{,}8825 \,.\, 3{,}4722}{53{,}47}\right)$$
$$= 11550\, \pi\; (2{,}2448 - 0{,}3820) = 11550 \,.\, 1{,}8628\, \pi$$
$$= 67592 \text{ Fußpfund} = 140{,}8 \text{ Pferdekräfte.}$$

Drittes Expansionsgesetz. Wenn man annimmt, daß sich die §. 483
Spannung des Dampfes während der Expansion desselben umgekehrt wie eine Potenz des Dampfvolumens verhält, so ergiebt sich für die Leistung des Dampfes ein ähnlicher Ausdruck wie für die Luft (s. §. 378). Ist wieder p die Dampfspannung vor der Expansion, sowie s der Kolbenweg beim Eintritt der Expansion und ν eine Erfahrungszahl, so setzen wir die dem Kolbenwege x entsprechende Dampfspannung:

$$y = \left(\frac{s}{x}\right)^{\nu} p,$$

und folglich den ganzen Dampfdruck auf die Kolbenfläche F:

$$Fy = F\left(\frac{s}{x}\right)^{\nu} p.$$

Bewegt sich nun der Kolben um das Wegelement σ fort, so verrichtet derselbe in Folge dieses Druckes das Arbeitselement

$$Fy\sigma = Fp\left(\frac{s}{x}\right)^{\nu}\sigma = Fps^{\nu}x^{-\nu}\sigma,$$

und es ist daher die während Durchlaufung des Weges $x - s$ verrichtete mechanische Arbeit:

$$A_1 = Fps^{\nu}\sigma \text{ mal Summe aller Werthe vom } x^{-\nu}$$

$$= Fps^{\nu}\sigma\,[s^{-\nu} + (s + \sigma)^{-\nu} + (s + 2\sigma)^{-\nu} + \cdots + x^{-\nu}]$$

$$= Fps^{\nu}\sigma \left\{\begin{matrix}(\sigma)^{-\nu} + (2\sigma)^{-\nu} + (3\sigma)^{-\nu} + \cdots + (m\sigma)^{-\nu} + (m+1)\sigma^{-\nu} \\ + \cdots + (n\sigma)^{-\nu} - (\sigma)^{-\nu} + (2\sigma)^{-\nu} + (3\sigma)^{-\nu} + \cdots + (m\sigma)^{-\nu}\end{matrix}\right\}$$

$$= Fps^{\nu}\sigma \left\{\begin{matrix}(\sigma)^{-\nu}[1^{-\nu} + 2^{-\nu} + 3^{-\nu} + \cdots + m^{-\nu} + (m+1)^{-\nu} + \cdots + n^{-\nu}] \\ -(\sigma)^{-\nu}(1^{-\nu} + 2^{-\nu} + 3^{-\nu} + \cdots + m^{-\nu})\end{matrix}\right\}$$

oder, da $1^{-\nu} + 2^{-\nu} + 3^{-\nu} + \cdots + m^{-\nu} = \frac{m^{-\nu+1}}{-\nu+1}$ ist,

$$A_1 = Fps^{\nu}\sigma^{-\nu+1}\left(\frac{n^{-\nu+1}}{-\nu+1} - \frac{m^{-\nu+1}}{-\nu+1}\right)$$

$$= \frac{Fps^{\nu}\sigma^{-\nu+1}}{\nu - 1}(m^{-\nu+1} - n^{-\nu+1}),$$

folglich da $s = m\sigma$ und $x = n\sigma$, also $m = \frac{s}{\sigma}$ und $n = \frac{x}{\sigma}$ zu setzen ist:

$$A_1 = \frac{Fps^{\nu}\sigma^{-\nu+1}}{\nu - 1}\left(\frac{s^{-\nu+1} - x^{-\nu+1}}{-\nu+1}\right) = \frac{Fps^{\nu}}{\nu - 1}\left(\frac{1}{s^{\nu-1}} - \frac{1}{x^{\nu-1}}\right),$$

oder, wenn man für x den ganzen Kolbenweg s_1 einführt:

$$A_1 = \frac{Fps^{\nu}}{\nu - 1}\left(\frac{1}{s^{\nu-1}} - \frac{1}{s_1^{\nu-1}}\right).$$

Addirt man noch hierzu die gewonnene Arbeit Fps vor der Expansion, und bringt die durch den Gegendruck Fq verloren gehende Arbeit in Abzug, so erhält man die gewonnene Arbeit eines Kolbenschubes:

$$A = Fps + \frac{Fps^\nu}{\nu - 1}\left(\frac{1}{s^{\nu-1}} - \frac{1}{s_1^{\nu-1}}\right) - Fqs_1$$

$$= Fps\left[1 + \frac{1}{\nu - 1} - \frac{1}{\nu - 1}\left(\frac{s}{s_1}\right)^{\nu-1}\right] - Fqs_1$$

$$= Fsp\left[1 + \frac{1}{\nu - 1} - \frac{1}{\nu - 1}\left(\frac{s}{s_1}\right)^{\nu-1} - \frac{qs_1}{ps}\right].$$

Nach Rankine (s. dessen Manual of Applied Mechanics) ist für Dampfspannungen unter 12 Atmosphären annähernd $\nu = {}^{10}/_9$, folglich

$$\nu - 1 = {}^1/_9 \text{ und}$$

$$A = Fsp\left[10 - 9\left(\frac{s}{s_1}\right)^{1/9} - \frac{qs_1}{ps}\right]$$

zu setzen.

Macht die Maschine pr. Minute n Spiele, so ist das verbrauchte Dampfquantum pr. Secunde:

$$Q = \frac{2\,n}{60}\,Fs = \frac{nFs}{30},$$

und die Leistung der Dampfmaschine pr. Secunde:

$$1)\qquad L = Qp\left[10 - 9\left(\frac{s}{s_1}\right)^{1/9} - \frac{qs_1}{ps}\right],$$

oder, wenn man den Dampfdruck p auf den Quadratzoll bezieht:

$$L = 144\,Qp\left[10 - 9\left(\frac{s}{s_1}\right)^{1/9} - \frac{qs_1}{ps}\right] \text{ Fußpfund.}$$

Für $s_1 = s$ ist $\frac{s}{s_1} = 1$, und daher:

$$L = 144\,Qp\left(1 - \frac{q}{p}\right) \text{ Fußpfund, wie §. 478 angiebt.}$$

Für Woolf'sche oder zweicylindrige Dampfmaschinen ist

$$L = 144\,Qp\left[10 - 9\left(\frac{Fs}{F_1 s_1}\right)^{1/9} - \frac{qF_1 s_1}{pFs}\right] \text{ Fußpfund.}$$

Nach Professor Grashof ist $\nu = 1,14$ (s. das Vorwort desselben zu Völker's Werk „der Indicator“ Berlin 1863) und Professor Zeuner findet $\nu = 1,135$ (s. dessen Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie, Leipzig 1866.

Führt man $\nu = 1,135$, also $\nu - 1 = 0,135$ und $\frac{1}{\nu - 1} = \frac{1}{0,135} = 7,4074$ ein, so erhält man

$$2)\ L = Qp\left[8,4074 - 7,4074\left(\frac{s}{s_1}\right)^{0,135} - \frac{qs_1}{ps}\right].$$

Beispiel 1. Für die eincylindrige Expansionsdampfmaschine in den Beispielen zu den §§. 480, und 481 ist

$$\frac{s_1}{s} = {}^{40}/_{16} = {}^{5}/_{2},\ \frac{q}{p} = \frac{1}{3^1/_2} = {}^2/_7 \text{ und}$$

$$144\,Qp = 16744\,.\frac{n}{30} = 16744\,.\,{}^{24}/_{30} = 16744\,.\,0,8 = 13395 \text{ Pfund},$$

folglich die theoretische Leistung derselben nach Rankine:

$$L = 144\,Qp\left[10 - 9\left(\frac{s}{s_1}\right)^{1/9} - \frac{qs_1}{ps}\right] = 13395\,.\left(10 - 9\sqrt[9]{0,4} - {}^2/_7\cdot\frac{5}{2}\right)$$

$= 13395\,.\,(10 - 8,1288 - 0,7143) = 13395\,.\,1,1569 = 15500$ Fußpfund $= 32,3$ Pferdekräfte.

Die Berechnung nach der ersten, auf das Mariotte'sche Gesetz gegründeten Formel gab

$$L = 33,5 \text{ Pferdekräfte},$$

und die nach der Pambour'schen Formel

$$L = 32,2 \text{ Pferdekräfte}.$$

Beispiel 2. Für die Woolf'sche Dampfmaschine im Beispiele zu §. 482 ist

$$\frac{V_1}{V} = \frac{F_1 s_1}{Fs} = 3,4722,\ \frac{q}{p} = \frac{1}{8\,.\,3,5} = {}^1/_{28}$$

und

$$144\,Qp = 10660\,\pi \text{ Fußpfund},$$

daher folgt nach der letzten Theorie für dieselbe Maschine:

$$L = 10660\,\pi\left(10 - \frac{9}{\sqrt[9]{3,4722}} - {}^1/_{28}\,.\,3,4722\right)$$

$= 10660\,\pi\,(10 - 7,8375 - 0,1240)$
$= 10660\,\pi\,.\,2,0385 = 68270$ Fußpfund
$= 142,2$ Pferdekräfte,

während oben mittels der ersten Formel

$L = 148,0$ Pferdekräfte

und mittels der zweiten

$L = 140,8$ Pferdekräfte

gefunden worden ist.

Beispiel 3. Für die eincylindrige Expansionsdampfmaschine in den obigen Beispielen, wo $\frac{s_1}{s} = \frac{40}{16} = \frac{5}{2}$, $\frac{q}{p} = {}^2/_7$ und $144\,Qp = 13395$ ist, hat man nach Formel 2)

$L = 13395\,[8,4074 - 7,4074\,(0,4)^{0,135} = 0,7143]$
$= 13395\,(8,4074 - 7,2597) = 13395\,.\,1,1477$
$= 15374$ Fußpfund $= 32,0$ Pferdekräfte,

während oben mittels verschiedener anderen Formeln

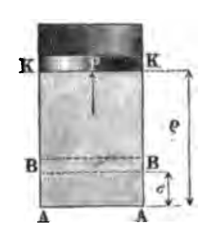
$L = 32,3;\ 33,5$ und $32,2$ Pferdekräfte gefunden worden ist.

(§. 484) **Anwendung der mechanischen Wärmetheorie.** Wenn die Gewichtseinheit (1 Pfund) Wasser das Volumen σ hat, und unter dem constanten Drucke p in Dampf vom Volumen ϱ verwandelt wird, so läßt sich die hierbei verrichtete mechanische Arbeit des letzteren

$$L = p\,(\varrho - \sigma)$$

setzen, wie leicht zu finden ist, wenn man annimmt, daß ein anfangs über dem Wasser stehender Kolben KK, Fig. 784, vom Querschnitt Eins den Weg $BK = AK - AB = \varrho - \sigma$ zurücklegt, und beachtet, daß dieser Weg auch zugleich das Volumen $BKKB = \varrho - \sigma$, die d. i. Differenz zwischen dem Dampfvolumen ϱ und dem anfänglichen Wasservolumen σ ist.

Fig. 784.



Nach der mechanischen Wärmetheorie ist nun die bei Verrichtung dieser Arbeit verschwundene Wärmemenge

$$m = \frac{L}{A} = \frac{1}{A}\,p\,(\varrho - \sigma),$$

wenn A das mechanische Aequivalent der Wärme (s. §. 379) bezeichnet, wofür wir auch

$$m = \frac{1}{A}\,pu$$

schreiben können, wenn wir die Differenz $s - \sigma$ zwischen dem Dampf- und dem Wasservolumen durch u bezeichnen.

Diese verschwundene Wärme ist jedenfalls ein Theil der sogenannten latenten oder Verdampfungswärme $W - \omega t$, welche wir hier mit w bezeichnen wollen, und wie oben §. 380, nach Regnault

$$w = W - \omega t = 606{,}50 - 0{,}695\,t - 0{,}00002\,t^2 - 0{,}0000003\,t^3$$

setzen können, und wird die äußere latente Wärme genannt während der in den Dampf wirklich übergegangene Theil

$$r = w - m = w - \frac{1}{A}\,pu$$

den Namen die innere latente Wärme erhalten hat.

Den Vergleichungen des Herrn Professor Zeuner zufolge ist mit großer Genauigkeit

$$r = 575{,}40 - 0{,}791\,t \text{ und daher}$$

$$m = \frac{1}{A}\,pu = w - r$$

$$= 31{,}10 + 0{,}096\,t - 0{,}00002\,t^2 - 0{,}0000003\,t^3$$

zu setzen, wenn t die Temperatur des aus Wasser von Null Grad Wärme erzeugten Dampfes angiebt.

Aus $m = w - r$ folgt

$$u = \frac{Am}{p} = \frac{A}{p}(w - r),$$

und daher das Volumen der Gewichtseinheit Dampf:

$$\varrho = u + \sigma = \frac{Am}{p} + \sigma, \text{ und zwar}$$

$$\varrho = \frac{424\,m}{p} + 0{,}001,$$

da anzunehmen ist, daß 1 Kilogramm Wasser das Volumen $\sigma = 1$ Decimeter $= 0{,}001$ Cubikmeter habe, und daß das mechanische Wärmeäquivalent $A = 424$ Kilogrammeter betrage (s. §. 379).

Nun folgt schließlich das sogenannte specifische Dampfvolumen, d. i. das Verhältniß des Dampfvolumens zu dem des Wassers bei einem und demselben Gewicht:

$$\mu = \frac{\varrho}{\sigma} = 1 + \frac{424\,m}{\sigma p} = 1 + \frac{424000\,m}{p}$$

$$= 1 + \frac{424000}{p}(31{,}10 + 0{,}096\,t - 0{,}00002\,t^2 - 0{,}0000003\,t^3),$$

oder, wenn man p in Atmosphären zu 10335 Kilogramm pr. Quadratmeter Fläche angiebt,

$$\mu = 1 + \frac{1275{,}9 + 3{,}9385\,t - 0{,}00082051\,t^2 - 0{,}000012308\,t^3}{p},$$

wie schon oben in §. 391 angegeben wird.

Mit ziemlicher Genauigkeit läßt sich nach den Berechnungen des Herrn Professor Zeuner annähernd, wenn der Dampfdruck p in Atmosphären angegeben wird,

$$p\,\varrho^{1{,}0646} = 1{,}704 \text{ setzen, wonach}$$

$$\varrho = 1{,}6498\,p^{-0{,}9393} \text{ und}$$

$$\mu = 1649{,}8\,p^{-0{,}9393} \text{ folgt.}$$

Wenn in einem Gefäße AKK, Fig. 785 (a. f. S.), eine Gewichtseinheit Flüssigkeit vorhanden ist, wovon sich ein Theil ξ in Dampfgestalt befindet, und der übrige Theil $(1 - \xi)$ im liquiden Zustand (Wasser) ist, so können wir nach dem Obigen setzen: (§. 485)

Das Volumen des Dampfes:

$$v_1 = \xi\varrho, \text{ sowie das des Wassers:}$$

$$v_2 = (1 - \xi)\sigma, \text{ und daher das der Mischung}$$

$$v = v_1 + v_2 = \xi\varrho + (1 - \xi)\sigma = \xi(\varrho - \sigma) + \sigma = \xi u + \sigma.$$

Um durch fortgesetzte Wärmezuführung die Dampfmenge v um ein Element $\partial v = u\partial\xi$ zu vergrößern, ist der elementare Wärmezusatz

1) $\partial Q = w\partial\xi = \dfrac{w dv}{u}$ nöthig.

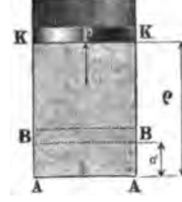
Der mechanischen Wärmetheorie zufolge ist auch, wenn Y eine Function der Temperatur und Pressung bezeichnet,

$$\partial Q = \frac{1}{A} Y \partial v, \text{ und}$$

$$\frac{Y}{T} = \frac{\partial p}{\partial t},$$

wobei $T = a + t = 273^0 + t$, die absolute Temperatur bezeichnet, und ∂p das einer unendlich kleinen Temperaturzunahme ∂t entsprechende Wachsthum der Pressung p bezeichnet; daher hat man

Fig. 785.



$$2) \quad \partial Q = \frac{1}{A} T \frac{\partial p}{\partial t} \partial v,$$

und es ergiebt sich durch Gleichsetzen beider Ausdrücke für ∂Q unter 1) und 2)

$$3) \quad \frac{w}{u} = \frac{T}{A} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{a + t}{A} \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right).$$

Die Wärmemenge einer aus ξ Dampf und $(1 - \xi)$ Wasser zusammengesetzten Flüssigkeit, d. i. die Summe $n + \xi r$ der Flüssigkeitswärme $n = \int w \partial t$ und der inneren latenten Wärme ξr, geht in

$$n_1 + \xi_1 r_1$$

über, wenn die Temperatur t in t_1, das Dampfquantum ξ in ξ_1, die Flüssigkeitswärme n in n_1 und die innere latente Wärme r in r_1 umgesetzt wird; es hat folglich bei dieser Zustandsveränderung die anfängliche Wärme der zusammengesetzten Flüssigkeit um

$$n_1 + \xi_1 r_1 - (n + \xi r), \text{ oder}$$
$$n_1 - n + \xi_1 r_1 - \xi r$$

zu- oder abgenommen, je nachdem t_1 größer oder kleiner als t ist.

Die entsprechende innere Arbeit der Wärme ist

$$4) \quad L = A (n_1 - n + \xi_1 r_1 - \xi r),$$

daher das Element derselben, wenn man $q_1 - q$ durch ∂q und $\xi_1 r_1 - \xi r$ durch $\partial (\xi r)$ ersetzt,

$$\partial L = A [\partial n + \partial (\xi r)],$$

und addirt man hierzu die mechanische Arbeit $p \partial v$, welche bei der Ausdehnung der Flüssigkeitsmasse um das Volumelement ∂v verrichtet wird, so erhält man die der vorausgesetzten Zustandsveränderung entsprechende Arbeit

$$\partial L = A [\partial n + \partial (\xi r)] + p \partial v,$$

sowie umgekehrt, die der Flüssigkeit mitzutheilende Wärmemenge

$$\partial Q = \frac{\partial L}{A} = \partial n + \partial (\xi r) + \frac{1}{A} p \partial v.$$

Da ferner $v = \xi u + \sigma$ ist, so läßt sich

$p\partial v = p\partial(\xi u) = \partial(\xi p u) - \xi u \partial p$ setzen, so daß nun

$$\partial Q = \partial n + \partial(\xi r) + \frac{1}{A}[\partial(\xi p u) - \xi u \partial p]$$ folgt.

Dem Obigen zufolge ist aber

$$r = w - m = w - \frac{1}{A}pu,$$ also auch

$$\xi r = \xi w - \frac{1}{A}\xi p u,$$ und

$$\partial(\xi r) = \partial\left(\xi w - \frac{1}{A}\xi p u\right),$$ sowie

$$\frac{uT}{A}\partial p = w\partial t, \text{ oder } \frac{u\partial p}{A} = \frac{w\partial t}{T},$$ daher folgt

$$\partial Q = \partial n + \partial(\xi w) - \frac{\xi w \partial t}{T}.$$

Ferner ist noch der bekannten Differenzialformel:

$$\partial\left(\frac{x}{y}\right) = \frac{y\partial x - x\partial y}{y^2}$$ zufolge,

$$\partial(\xi w) - \frac{\xi w\partial t}{T} = \frac{T\partial(\xi w) - \xi w\partial(T-a)}{T} = T\left(\frac{T\partial(\xi w) - \xi w\partial T}{T^2}\right)$$

$$= T.\partial\left(\frac{\xi w}{T}\right),$$ daher läßt sich auch

5) $$\partial Q = \partial n + T.\partial\left(\frac{\xi w}{T}\right)$$ setzen.

Endlich hat man noch $\partial n = w\partial t$, und $x\partial n = wx\partial t$, daher auch

$$\partial Q = \partial n + \partial(\xi w) - \frac{\xi w \partial t}{T}$$

$$= w\partial t - \xi w\partial t + w\partial\xi + \xi\partial w + \xi w\partial t - \frac{\xi w\partial t}{T}$$

$$= (1-\xi)\,w\partial t + w\partial\xi + \xi\left(w + \frac{\partial w}{\partial t} - \frac{w}{T}\right)\partial t,$$

wofür man nach Clausius

6) $$\partial Q = (1-\xi)\,w\partial t + w\partial\xi + \xi h\partial t$$

schreibt, und wobei man die von der Temperatur t abhängige Function

$$w + \frac{\partial w}{\partial t} - \frac{w}{T}$$ durch h bezeichnet.

In der letzten Formel 6) giebt das Glied $(1-\xi)\,w\partial t$ denjenigen Theil der aufgenommenen Wärme an, welcher auf die Erhöhung ∂t der Temperatur der Flüssigkeitsmenge $(1-\xi)$ verwendet worden ist; ferner stellt das

Glied $w \partial \xi$ den Wärmeaufwand vor, welchen die Flüssigkeitsmenge $\partial \xi$ bei ihrer Verwandlung in Dampf in Anspruch nimmt, und endlich repräsentirt $\xi h \partial t$ den Theil der Wärme ∂Q, welcher auf die bereits vorhandene Dampfwärme übergeht, und als die specifische Wärme des Dampfes angesehen werden kann.

(§. 486) **Das adiabatische Pressungsgesetz.** Wenn während der Expansion oder Compression einer Flüssigkeit weder Wärme zu- noch abgeführt wird, so ändert sich der Druck p derselben nach dem sogenannten adiabatischen Pressungsgesetz, und die Curve, welche dasselbe graphisch darstellt, heißt auch die adiabatische Curve. Bei der atmosphärischen Luft fällt dieses Pressungsgesetz mit dem in §. 376 gefundenen Poisson'schen Gesetze zusammen; für den Wasserdampf ist es aber ein besonderes, dasselbe wird durch die Formel 5) des letzten Paragraphen ausgedrückt, wenn man der Voraussetzung entsprechend darin $\partial Q =$ Null setzt, so daß man die Gleichung

$$\partial n + T \partial \left(\frac{\xi w}{T}\right) = 0 \text{ erhält.}$$

Hiernach ist $\partial \left(\frac{\xi w}{T}\right) = - \frac{\partial n}{T}$, daher

$$\frac{\xi w}{T} = - \int \frac{\partial n}{T} = - \tau, \text{ oder } \frac{\xi w}{T} + \tau = 0,$$

wenn man das zwischen den Grenzen $T = 0$ und $T = t$ genommene Integral $\int \frac{\partial n}{T}$ mit τ bezeichnet. Da

$n = \omega t = t + 0{,}00002\, t^2 + 0{,}0000003\, t^3$ ist (siehe §. 380), so hat man

$$\partial n = (1 + 0{,}00004\, t + 0{,}0000009\, t^2)\, \partial t, \text{ daher}$$

$$\frac{\partial n}{T} = (1 + 0{,}00004\, t + 0{,}0000009\, t^2) \frac{\partial t}{T}$$

$$= [1 + 0{,}00004\,(T - a) + 0{,}0000009\,(T - a)^2] \frac{\partial T}{T}$$

$$= \frac{1 - 0{,}00004\, a + 0{,}0000009\, a^2}{T} \partial T$$

$$+ (0{,}00004 - 0{,}0000018\, a)\, \partial T + 0{,}0000009\, T \partial T,$$

so daß nun, wenn man $a = 273$ einsetzt,

$$\frac{\partial n}{T} = 1{,}05615 \frac{\partial T}{T} - 0{,}0004514\, \partial T + 0{,}0000009\, T \partial T, \text{ daher}$$

$$\int \frac{\partial n}{T} = 1{,}05615\, Log.\, nat.\, T - 0{,}0004514\, T + 0{,}00000045\, T^2,$$

und die gesuchte Temperaturfunction

$$1)\ \tau = \int_a^T \frac{\partial n}{T} = 1{,}05615\ Log.\,nat. \left(\frac{T}{a}\right) - 0{,}0004514\,(T - a)$$
$$+ 0{,}00000045\ (T^2 - a^2) = 1{,}05615\ Log.\ nat. \left(\frac{a+t}{a}\right)$$
$$- 0{,}0004514\,t + 0{,}00000045\,(2\,a\,t + t^2) \text{ folgt.}$$

Nimmt man annähernd im Mittel $\omega = 1{,}0224$ an, so erhält man

$$2)\ \tau = \omega \int_a^T \frac{\partial T}{T} = \omega\ Log.\,nat. \left(\frac{T}{a}\right)$$
$$= 1{,}0224\ Log.\,nat. \left(\frac{a+t}{a}\right).$$

Sind für eine gewisse Anfangstemperatur $T_1 = a + t_1 = 273 + t_1$ die Werthe von w, n und ξ, w_1, n_1 und ξ_1, so hat man auch

$$\frac{\xi_1 w_1}{T_1} + \tau_1 = 0, \text{ und daher}$$

$$3)\qquad \frac{\xi w}{T} + \tau = \frac{\xi_1 w_1}{T_1} + \tau_1.$$

Kennt man die Werthe von ξ_1, w_1, T_1 und τ_1 für den Anfangszustand, so kann man mit Hülfe der letzteren Gleichung die einer anderen Temperatur entsprechende specifische Dampfmenge berechnen, indem man setzt:

$$\xi = \frac{T}{w}\left(\frac{\xi_1 w_1}{T_1} + \tau_1 - \tau\right).$$

Hat man dann noch die Volumendifferenz

$$4)\ u = \varrho - \sigma = \frac{Am}{p} = \frac{424}{p}\ (31{,}10 + 0{,}096\,t - 0{,}00002\,t^2 - 0{,}0000003\,t^3)$$

ermittelt, so kann man in dem einen oder anderen Fall die Volumina der z. B. aus Dampf und Wasser bestehenden zusammengesetzten Flüssigkeit:

$$v_1 = \xi_1 u_1 + \sigma \text{ und } v = \xi u + \sigma,$$

sowie das Expansions- oder Compressionsverhältniß

$$\varepsilon = \frac{v}{v_1} = \frac{\xi u + \sigma}{\xi_1 u_1 + \sigma_1} \text{ berechnen.}$$

Fällt ξ kleiner aus als ξ_1, so folgt, daß während der Volumenveränderung eine Verminderung der specifischen Dampfmenge und daher ein theilweises Niederschlagen des Dampfes als Wasser stattgefunden hat, wie bei der Expansion des Dampfes im Cylinder einer Dampfmaschine gewöhnlich eintritt.

Beispiel. Wenn sich in einem Dampfcylinder 1 Kilogramm gesättigter Wasserdampf von 4 Atmosphären Druck ohne Beimischung von Wasser befindet, und

sich derselbe beim Ausschieben des Kolbens bis auf den Druck von 1 Atmosphäre ausdehnt, so läßt sich fragen: welche Veränderung erleidet hierbei das specifische Dampfvolumen, die Dichtigkeit des Dampfes u. s. w.

Es ist hier $p_1 = 4$ Atmosphären, und die Temperatur des Dampfes $t_1 = 144$ Grad (s. Tabelle II, Seite 875), folglich $T_1 = 273 + 144 = 417^0$, und nach der obigen Formel (1)

$$\tau_1 = 1{,}05615\, Log.nat. \left(\frac{417}{273}\right) - 0{,}0004514\,.\,144 + 0{,}00000045\,(144\,.\,546 + 144^2)$$

$$= 0{,}4474 - 0{,}0650 + 0{,}0447 = 0{,}4271;$$

ferner hat man für $t_1 = 144^0$,

$$w_1 = 606{,}50 - 0{,}695\,.\,144 - 0{,}00002\,.\,144^2 - 0{,}0000003\,.\,144^3$$
$$= 606{,}50 - 100{,}08 - 0{,}41 - 0{,}90 = 505{,}11,$$

und daher, wenn man noch $x_1 = 1$ einführt, weil man es mit trockenem Dampf zu thun hat,

$$\frac{\xi_1 w_1}{T_1} + \tau_1 = \frac{505{,}11}{417} + 0{,}4271 = 1{,}6384.$$

Nach der Expansion ist der Dampfdruck $p = 1$ Atmosphäre, daher, unter der Voraussetzung, daß sich derselbe hierbei noch im gesättigten Zustande befindet, die Temperatur desselben: $t = 100$ Grad, und $T = 373^0$. Hiernach folgt

$$\tau = 1{,}05615\, Log.nat. \left(\frac{373}{273}\right) - 0{,}0004514\,.\,100 + 0{,}00000045\,(100\,.\,546 + 100^2)$$

$$= 0{,}32964 - 0{,}01607 = 0{,}31356, \text{ ferner}$$

$$w = 606{,}50 - 69{,}50 - 0{,}20 - 0{,}30 = 536{,}50 \text{ und}$$

$$\frac{\xi w}{T} + \tau = \frac{536{,}5\,\xi}{373} + 0{,}31356 = \frac{w_1}{T_1} + \tau_1 = 1{,}6384.$$

Die Auflösung dieser Gleichung giebt die specifische Dampfmenge nach erfolgter Expansion:

$$\xi = \frac{(1{,}6384 - 0{,}31356)\,.\,373}{536{,}5} = 0{,}9211 \text{ Kilogramm.}$$

Da das ursprüngliche Dampfquantum 1 Kilogramm betrug, so hat sich folglich bei der Expansion des Dampfes im Dampfcylinder 0,0789 Kilogramm Dampf als Wasser niedergeschlagen, und es ist hiernach auch die Annahme, daß der Dampf während der Expansion gesättigt bleibt, gerechtfertigt.

Ferner hat man noch die Volumendifferenz

$$u_1 = \varrho_1 - \sigma = \frac{424}{p_1}(31{,}10 + 0{,}096\,t - 0{,}00002\,t^2 - 0{,}0000003\,t^3),$$

oder, da der Dampfdruck pr. Quadratmeter $p = 10335$ Kilogramm zu setzen ist,

$$u_1 = \frac{424}{4\,.\,10335}(31{,}10 + 0{,}096\,.\,144 - 0{,}00002\,.\,144^2 - 0{,}0000003\,.\,144^3)$$

$$= \frac{106}{10335}\cdot 43{,}613 = 0{,}4474, \text{ folglich das anfängliche Dampfvolumen:}$$

$v_1 = u_1 + \sigma = 0{,}4484$; und ebenso ist für das Ende des Kolbenschubs

$$u = \varrho - \sigma = \frac{424}{10335}(31{,}10 + 0{,}096\,.\,100 - 0{,}00002\,.\,100^2 - 0{,}0000003\,.\,100^3)$$

$$= \frac{424\,.\,40{,}20}{10335} = 1{,}6492,$$

daher das Volumen des Dampf- und Wassergemenges

$$v = \xi u + \sigma = 1,6492 . 0,9211 + 0,0010 = 1,5200,$$

und das Expansionsverhältniß:

$$\varepsilon = \frac{v}{v_1} = \frac{1,5200}{0,4484} = 3,390.$$

Wenn anfänglich im Dampfcylinder das Flüssigkeitsgemenge aus 0,9 Kilogr. Dampf und 0,1 Kilogramm Wasser bestanden hätte, welches vielleicht vom Dampf aus dem Dampfkessel mit fortgerissen sein könnte, so wäre

$$\frac{\xi_1 w_1}{T_1} + \tau_1 = \frac{0,9 . 505,11}{417} + 0,4271 = 1,5173, \text{ daher}$$

$$\xi = \left(\frac{1,5173 - 0,3136}{536,5}\right) . 373 = 0,8369 \text{ Kilogramm.}$$

Hierbei würde folglich 0,9000 — 0,8369 = 0,0631 Kilogramm Dampf während der Expansion condensirt werden, und es wäre

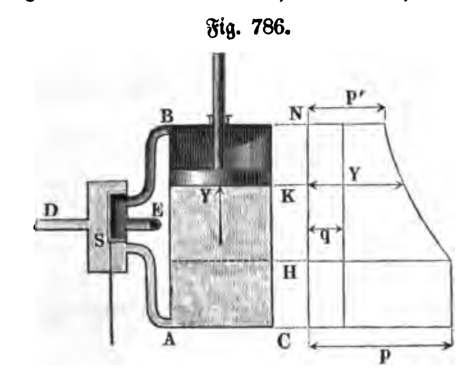
$$v_1 = \xi_1 u + 0,001 = 0,9 . 0,4474 + 0,001 = 0,4037 \text{ und}$$
$$v = \xi u + 0,001 = 0,8369 . 1,6492 + 0,001 = 1,3812,$$

daher das Expansionsverhältniß

$$\varepsilon = \frac{v}{v_1} = \frac{1,3812}{0,4037} = 3,419.$$

Theoretische Leistung einer Dampfmaschine nach der mechanischen Wärmetheorie. Bei der Dampfmaschine *CABD*, Fig. 786, sei s der Kolbenhub CH während des vollen Dampfdrucks p, s_1 der ganze Kolbenweg CN, nach dessen Zurücklegung der Dampfdruck in p_1 übergegangen ist, und x der veränderliche Kolbenweg CK, welchem die allmälig abnehmende Dampfspannung y entspricht, endlich sei q der Gegendruck, welcher längs des ganzen Kolbenwegs s_1 der Bewegung des Kolbens entgegenwirkt. §. 487

Fig. 786.



Bei Durchlaufung des Kolbenwegs s wirkt der Dampf auf die Kolbenfläche F mit der Kraft $P = Fp$, und leistet die durch die Formel

$$L_0 = Fps = Fsp = Vp = \frac{Mp}{\gamma} = \varrho Mp$$

auszudrückende mechanische Arbeit, in welcher V das verbrauchte Dampfquantum nach dem Volumen, und $M = V\gamma = \frac{V}{\varrho}$ dasselbe nach dem Gewichte bezeichnet.

Wenn der Dampfkolben nach dem Absperren des Dampfes durch den Schieber s noch den Weg $HN = s_1 - s$ zurücklegt, hierbei das specifische Dampfvolumen aus ξ in ξ_1, die Flüssigkeitswärme n in n_1 und die innere latente Wärme des Dampfes aus r in r_1 übergeht, so liefert dem adiabatischen Gesetze zufolge, welches voraussetzt, daß weder eine Wärmezuführung noch eine Wärmeableitung statthat, der Dampf die Expansionsarbeit

$$L_1 = AM\,(n - n_1 + \xi r - \xi_1 r_1),\text{ s. Formel 4) des (§. 485).}$$

Nun geht aber noch durch den Gegendruck q die mechanische Arbeit

$$L_2 = Fqs_1 = Fs_1 q = \frac{Vs_1}{s}\,q = \frac{Ms_1 q}{\gamma s} = \varrho Mq\frac{s_1}{s}$$

verloren, daher folgt schließlich die gewonnene Arbeit bei einem Kolbenausschube:

$$1)\quad L = L_0 + L_1 - L_2 = L_1 + L_0 - L_2$$
$$= AM\,(n - n_1 + \xi r - \xi_1 r_1) + V\left(p - \frac{s_1}{s}\,q\right)$$
$$= V\left[A\gamma\,(n - n_1 + \xi r - \xi_1 r_1) + p - \frac{s_1}{s}\,q\right]$$
$$= M\left[A\,(n - n_1 + \xi r - \xi_1 r_1) + \varrho\left(p - \frac{s_1}{s}\,q\right)\right].$$

Hierzu ist das specifische Dampfvolumen des expandirten Dampfes nach der Formel

$$2)\qquad \xi_1 = \frac{T_1}{w_1}\left(\xi\,\frac{w}{T} + \tau - \tau_1\right)\text{ zu berechnen.}$$

Macht die Dampfmaschine pr. Minute n Spiele, so ist das verbrauchte Dampfquantum pr. Secunde im Durchschnitt

$$Q = \frac{2nAs}{60} = \frac{nV}{30},$$

und daher die Leistung derselben pr. Secunde:

$$3)\quad L = Q\left[A\gamma\,(n - n_1 + \xi r - \xi_1 r_1) + p - \frac{s_1}{s}\,q\right],$$

oder, wenn p und q die Drücke auf den Quadratzoll Kolbenfläche angeben und das Dampfquantum Q in Cubikfuß ausgedrückt wird,

$$4)\quad L = Q\left[A\gamma\,(n - n_1 + \xi r - \xi_1 r_1) + 144\left(p - \frac{s_1}{s}\,q\right)\right]\text{ Fußpfd.}$$

Beispiel. Für die in dem Beispiel (von §. 480 u. s. w.) berechnete Dampfmaschine war $p = 3^1/_2$ Atmosphären und $q = 1$ Atmosphäre $= 14{,}1$ Pfund pr. Quadratzoll, sowie das Expansionsverhältniß $\frac{s_1}{s} = \frac{5}{2}$, daher hat man für dasselbe,

$$144\left(p - \frac{s_1}{s}\,q\right) = 144\,.\,14{,}1\,(3{,}5 - 2{,}5\,.\,1) = 2030{,}4\text{ Pfund.}$$

Auch war der Inhalt der Kolbenfläche: $F = 254{,}47$ Quadratzoll und der

Kolbenhub während des Volldrucks: $s = 0{,}4\, s_1 = 16$ Zoll, daher das verbrauchte Dampfquantum pr. Kolbenhub:

$$V = \frac{Fs}{1728} = \frac{254{,}47 \,.\, 16}{1728} = \frac{254{,}47}{108} = 2{,}356 \text{ Cubikfuß},$$

und, da die Maschine $n = 24$ Spiele pr. Minute macht, das Dampfquantum pr. Secunde:

$$Q = \frac{nV}{30} = 0{,}8 \,.\, 2{,}356 = 1{,}885 \text{ Cubikfuß}.$$

Bei $3\frac{1}{2}$ Atmosphären Druck ist die Temperatur des gesättigten Dampfes, $t = 139$ Grad und die absolute Temperatur $T = 273^0 + t = 412$ Grad, ferner die Temperaturfunction

$$\tau = 1{,}0224\; Log.\, nat. \left(\frac{412}{273}\right) = 1{,}0224 = 0{,}4208,$$

und die Dichtigkeit des Dampfes, nach Tab. in §. 391,

$$\gamma = \frac{61{,}75}{\mu} = \frac{61{,}75}{508{,}2} = 0{,}1215 \text{ Pfund}.$$

Unter der Voraussetzung, daß der Dampf am Ende des Kolbenschubs wie anfangs noch gesättigt sei und den Druck $p = 1{,}3$ Atmosphären habe, ist die Temperatur desselben $t_1 = 107{,}5$ Grad, so daß $T_1 = 380{,}5$, und $\tau = 0{,}3395$ ausfällt.

Da noch die Verdampfungswärme für

$t = 139^0$, $w = 606{,}50 - 0{,}695 \,.\, 139 - 0{,}00002 \,.\, 139^2 - 0{,}0000003 \,.\, 139^3 = 508{,}7$
und für
$t_1 = 107{,}0$, $w_1 = 531{,}1$, sowie $\xi = 1$ ist,
so folgt das specifische Volumen des Dampfes am Ende des Kolbenschubs:

$$\xi_1 = \frac{380{,}5}{531{,}1}\left(\frac{508{,}2}{412} + 0{,}4208 - 0{,}3395\right)$$
$$= \frac{380{,}5}{531{,}1} \cdot 1{,}316 = 0{,}943.$$

Ferner ist für $t = 139^0$, die Flüssigkeitswärme

$$n = 139 + 0{,}00002 \,.\, 139^2 + 0{,}0000003 \,.\, 1393 = 140{,}19$$

und für $t_1 = 107{,}5^0$, $n_1 = 107{,}09$,
daher $n - n_1 = 140{,}19 - 107{,}09 = 33{,}10$,
sowie für $t = 139^0$, die innere latente Wärme

$$r = 575{,}40 + 0{,}791\, t = 575{,}40 + 0{,}791 \,.\, 139 = 464{,}5$$

und für $t_1 = 107{,}5^0$, $r_1 = 490{,}4$, folglich, da $\xi = 1{,}00$ und $\xi_1 = 0{,}943$,

$$\xi r - \xi_1 r_1 = 464{,}5 - 0{,}943 \,.\, 490{,}4 = 2{,}10.$$

Noch hat man das mechanische Wärmeäquivalent $A = 1351$ Fußpfund, daher ist schließlich die Leistung der gedachten Dampfmaschine pr. Secunde.

$$L = Q\left[A\gamma\,(n - n_1 + \xi r - \xi_1 r_1) + 144\left(p - \frac{s_1}{s}\, q\right)\right]$$
$$= 1{,}885\, [1351 \,.\, 0{,}1215\, (33{,}10 + 2{,}10) + 2030{,}4]$$
$$= 1{,}885\, (5625{,}4 + 2030{,}4) = 1{,}885 \,.\, 7656 = 14431 \text{ Fußpfund}.$$

In dem Beispiel 1 zu §. 483 ist bei dem Expansionsverhältniß

$$\varepsilon = \frac{s_1}{s} = \frac{10}{4} = 2{,}50,$$

$L = 15500$ Fußpfund gefunden worden, während hier

$$\varepsilon = \frac{\xi_1 u_1}{u} = 0{,}943\, \frac{u_1}{u} = 0{,}943\, \frac{u_1}{u} = 0{,}943 \cdot \frac{1289}{508{,}2} = 2{,}39,$$

d. i. $4\frac{1}{2}$ Procent kleiner ausfällt.

Zur Erleichterung der Berechnung einer Dampfmaschine nach der mechanischen Wärmetheorie ist folgende Tabelle beigefügt worden, welche allerdings in den meisten Fällen der Anwendung noch die Interpolation von Zwischenwerthen nöthig macht. Wie aus der Formel 4) zu ersehen, finden bei Berechnung der Leistung einer Dampfmaschine vorzüglich die in der 7ten und 10ten Columne angegebenen Werthe ihre Anwendung.

Tabelle

zur Berechnung der theoretischen Leistung einer Dampfmaschine nach der mechanischen Wärmetheorie.

Pressung p in Atmosphären	Temperatur t des Dampfes in Centesimalgrad	Absolute Temperatur $T = 243^0 + t$	Temperaturfunction τ	Specifisches Dampfvolumen μ	Gesammtwärme W	Flüssigkeitswärme n	Verdampfungswärme $w = W - n$	Aeußere latente Wärme $m = \frac{1}{A} p s$	Innere latente Wärme $r = w - m$
0,1	46,2	319,2	0,1584	14556	620,6	46,3	574,3	35,5	538,8
0,5	81,7	354,7	0,2627	3172	631,4	82,0	549,4	38,6	510,8
1,0	100,0	373,0	0,3136	1650	637,0	100,5	536,5	40,2	496,3
1,5	111,7	384,7	0,3475	1127	640,6	112,4	528,2	41,2	487,0
2,0	120,6	393,6	0,3681	859,8	643,3	121,4	521,9	41,9	480,0
2,5	127,8	400,8	0,3890	697,1	645,5	128,8	516,7	42,4	474,3
3,0	133,9	406,9	0,4020	587,4	647,3	135,0	512,3	42,9	469,4
4,0	144,0	417,0	0,4271	448,4	650,4	145,3	505,1	43,6	461,3
5,0	152,2	425,2	0,4469	363,6	652,9	153,7	499,2	44,2	455,0
6,0	159,2	432,2	0,4639	306,4	655,1	160,9	494,2	44,7	449,5
7,0	165,3	438,3	0,4784	265,2	656,9	167,2	489,7	45,1	444,6
8,0	170,8	443,8	0,4912	233,9	658,6	172,9	485,7	45,4	440,3

Brennstoffmenge. Wir haben in dem Vorstehenden die Leistung des §. 488
Dampfes bei Dampfmaschinen durch das verbrauchte Dampfquantum und durch die Dampfspannung ausgedrückt; da aber die letzteren Factoren von dem Wärmequantum und dieses wieder von dem Brennmaterialaufwand abhängt, so können wir nun auch die Leistung einer Dampfmaschine durch den Brennstoffaufwand ausdrücken.

Setzt man das specifische Dampfvolumen, oder das Verhältniß des Dampfvolumens zum Wasservolumen

$$\mu = \frac{\alpha}{\beta + p},$$

so bekommt man das in der Dampfmenge Q liegende Wasserquantum

$$Q_1 = \left(\frac{\beta + p}{\alpha}\right) Q,$$

und dessen Gewicht, da ein Cubikfuß Wasser 61,75 Pfund wiegt,

$$Q\gamma = 61{,}75 \left(\frac{\beta + p}{\alpha}\right) Q \text{ Pfund.}$$

Nach §. 401 ist die Wärmemenge, welche $Q\gamma$ Pfund Wasser von der Temperatur t_1^0 zur Verwandlung in Dampf von t^0 Wärme erfordern:

$$W = (606{,}5 + 0{,}305\, t - t_1)\, Q\gamma \text{ Calorien;}$$

nehmen wir aber dafür den Mittelwerth

$$W = (640 - t_1)\, Q\gamma$$

an, so bekommen wir

$$W = 61{,}75\, (640 - t_1) \cdot \frac{\beta + p}{\alpha}\, Q,$$

sowie umgekehrt:

$$Q = \frac{\alpha W}{61{,}75\, (640 - t_1)(\beta + p)}.$$

Kennen wir nun die Anzahl ψ der Wärmeeinheiten, welche aus der Verbrennung von 1 Pfund Brennstoff hervorgeht, entnehmen wir diese Zahl z. B. aus der Tabelle in §. 400, so können wir nun auch den der Dampfmenge Q entsprechenden Brennstoffaufwand K berechnen; wir setzen nämlich $W = \psi K$, also

$$K = \frac{W}{\psi} = 61{,}75\, (640 - t_1) \cdot \frac{\beta + p}{\alpha \psi}\, Q,$$

sowie umgekehrt:

$$Q = \frac{\alpha \psi K}{61{,}75\, (640 - t_1)(\beta + p)}.$$

Nehmen wir an, daß ein Pfund Kohlenstoff bei seiner Verbrennung 7500 Wärmeeinheiten giebt und daß hiervon nur 60 Procent zur Wirkung

kommen (vergl. §. 399), setzen wir ferner für t_1 den Mittelwerth $= 40^0$, so erhalten wir

$$Q = \frac{0,6 . 7500\, \alpha K}{61,75 . 600\, (\beta + p)} = {}^4/_{33} \cdot \frac{\alpha}{\beta + p} K,$$

sowie

$$K = {}^{33}/_4 \cdot \frac{\beta + p}{\alpha} Q.$$

Für Maschinen mit Condensation oder Tiefdruck ist nach Pambour

$$\mu = \frac{\alpha}{\beta + p} = \frac{27238}{1,637 + p},$$

und für solche ohne Condensation oder Hochdruck

$$\mu = \frac{\alpha}{\beta + p} = \frac{28961}{4,120 + p},$$

also im ersten Falle

1) $$Q = {}^4/_{33} \cdot \frac{27283}{1,637 + p} K = \frac{3307\, K}{1,637 + p},$$

und im zweiten

2) $$Q = {}^4/_{33} \cdot \frac{28961}{4,120 + p} K = \frac{3510\, K}{4,120 + p}.$$

Auch kann man das specifische Dampfvolumen nach der Formel

$$\mu = 1649,8\, p^{-0,9393} \text{ Atmosphären}$$

berechnen, oder aus der Tabelle in §. 391 entnehmen.

Anmerkung. Rechnet man mit Hülfe der Formel

3) $$\gamma = \frac{0,003539\, p}{1 + 0,00367\, t}$$ des Paragraphen 393 in Bd. I,

für die Dichtigkeit des Dampfes, so erhält man das Gewicht von Q Cubikfuß Dampf:

$$Q\gamma = \frac{0,003539\, p\, Q}{1 + 0,00367\, t},$$

daher die entsprechende Wärmemenge:

$$W = \frac{0,003539\, (640 - t_1)\, p\, Q}{1 + 0,00367\, t},$$

und den Brennmaterialaufwand bei Erzeugung der Dampfmenge Q:

$$K = \frac{0,003539\, (640 - t_1)\, p\, Q}{\psi\, (1 + 0,00367\, t)};$$

also umgekehrt, die Dampfmenge, welche bei Verbrennung der Kohlenmenge K erzeugt werden kann:

$$Q = \frac{(1 + 0,00367\, t)\, \psi K}{0,003539\, (640 - t_1)\, p}.$$

Setzen wir $t_1 = 40$ und $\psi = 4500$ ein, so erhalten wir

$$Q = 2119\, (1 + 0,00367\, t) \frac{K}{p},$$

und zwar für $t = 100^0, \quad 120^0, \quad 140^0, \quad 160^0,$

$$Q = \frac{2897\,K}{p},\ \frac{3052\,K}{p},\ \frac{3708\,K}{p},\ \frac{3363\,K}{p} \text{ Cubikfuß.}$$

Beispiel. Wie viel Dampf von $3^1/_2$ Atmosphären Spannung giebt die Verbrennung von 1 Pfund Kohlenstoff? Nach der Tabelle in §. 391 ist hier $\mu = 508,2$, daher

$$Q = {}^4/_{33} \,.\, 5087 = 61,6 \text{ Cubikfuß;}$$

nach der Formel 1) hat man dagegen

$$Q = \frac{3307\,K}{1,637 + p} = \frac{3307}{1,637 + 3,5\,.\,14,11} = 64,8 \text{ Cubikfuß,}$$

und nach der Formel 2)

$$Q = \frac{3510\,K}{4,120 + p} = \frac{3510}{4,120 + 3,5\,.\,14,11} = 65,6 \text{ Cubikfuß.}$$

Ferner ist nach der Formel $\mu = 1649,8\,p^{-0,9393}$, $\mu = 1649,8\,.\,3,5^{-0,9393} = 535,1$, und daher $Q = {}^4/_{33}\,\mu = 64,8$ Cubikfuß, und endlich nach der obigen Formel

$$Q = 2119\,(1 + 0,00367\,t)\,\frac{K}{p},$$

da der Spannung von $3^1/_2$ Atmosphären die Temperatur von 140^0 entspricht,

$$Q = \frac{3203}{3,5\,.\,14,10} = \frac{3203}{49,35} = 64,9 \text{ Cubikfuß.}$$

Leistungsformeln. Verbinden wir die Formeln des letzten Paragraphen mit den weiter oben gefundenen Leistungsformeln, so erhalten wir eine Gleichung, welche die Beziehung zwischen Leistung und Brennmaterialaufwand ausdrückt. Legen wir gleich die allgemeine Leistungsformel von Pambour, §. 489

$$L = 144\,Q\,(\beta + p)\left[1 + Log.\,nat.\left(\frac{F_1 s_1}{Fs}\right) - \frac{\beta + q}{\beta + p_1}\right] \text{ Fußpfund}$$

zum Grunde, setzen wir darin

$$Q = \frac{\psi}{640 - t_1} \cdot \frac{\alpha}{\beta + p} \cdot \frac{K}{61,75},$$

so bekommen wir

$$L = \frac{144\,\psi}{640 - t_1} \cdot \frac{\alpha}{\beta + p} \cdot \frac{K}{61,75}(\beta + p)\left[1 + Log.\,nat.\left(\frac{F_1 s_1}{Fs}\right) - \frac{\beta + q}{\beta + p_1}\right]$$

$$ {}^{58}/_{25}\,\frac{\psi\,\alpha}{640 - t_1} \cdot \left[1 + Log.\,nat.\left(\frac{F_1 s_1}{Fs}\right) - \frac{\beta + q}{\beta + p_1}\right] K;$$

nehmen wir $t_1 = 40$ und $\psi = 4500$ an, so folgt daher

$$L = {}^{87}/_5 \cdot \left[1 + Log.\,nat.\left(\frac{F_1 s_1}{Fs}\right) - \frac{\beta + q}{\beta + p_1}\right] \alpha K \text{ Fußpfund.}$$

Für Tiefdruckmaschinen ist $\alpha = 27283$ und daher

$$L = 474724\left[1 + Log.\,nat.\left(\frac{F_1 s_1}{F s}\right) - \frac{\beta + q}{\beta + p_1}\right] K,$$

sowie für Hochdruckmaschinen, für welche sich $\alpha = 28961$ setzen läßt,

$$L = 503922\left[1 + Log.\,nat.\left(\frac{F_1 s_1}{F s}\right) - \frac{\beta + q}{\beta + p_1}\right] K \text{ Fußpfund.}$$

Setzt man noch $F_1 = F$, so erhält man die Leistungsformeln für Dampfmaschinen mit einem Cylinder, und nimmt man auch noch $s_1 = s$, sowie $p_1 = p$ an, bekommt man die Leistungsformeln für Maschinen ohne Expansion, und zwar für Tiefdruck

$$L = 474724\left(1 - \frac{\beta + q}{\beta + p}\right) K,$$

und für Hochdruck

$$L = 503922\left(1 - \frac{\beta + q}{\beta + p}\right) K \text{ Fußpfund.}$$

Bei Condensationsmaschinen läßt sich die Condensation nur bis auf $^1/_{10}$ und die Expansion bis auf circa $^1/_2$ Atmosphäre treiben, während bei Maschinen ohne Condensation letztere nur bis auf $^3/_2$ Atmosphären Druck gesteigert werden kann; legen wir diese Verhältnisse zu Grunde, und drücken wir die Spannungen p, p_1 und q in Atmosphären aus, so erhalten wir

1) für Dampfmaschinen mit Tiefdruck und Expansion

$$\frac{F_1 s_1}{F s} = \frac{\beta + p}{\beta + p_1} = \frac{0,1161 + p}{0,1161 + 0,5} = \frac{0,1161 + p}{0,6161} = 0,188 + 0,1623\,p,$$

und

$$\frac{\beta + q}{\beta + p_1} = \frac{0,1161 + 0,1}{0,1161 + 0,5} = \frac{0,2161}{0,6161} = 0,351;$$

2) für Dampfmaschinen mit Hochdruck und Condensation

$$\frac{F_1 s_1}{F s} = \frac{\beta + p}{\beta + p_1} = \frac{0,2922 + p}{0,2922 + 0,5} = \frac{0,2922 + p}{0,7922} = 0,369 + 1,262\,p$$

und

$$\frac{\beta + q}{\beta + p_1} + \frac{0,2922 + 0,1}{0,2922 + 0,5} = \frac{0,3922}{0,7922} = 0,495;$$

3) für Dampfmaschinen mit Hochdruck und ohne Condensation

$$\frac{F_1 s_1}{F s} = \frac{\beta + p}{\beta_1 + p_1} = \frac{0,2922 + p}{0,2922 + 1,5} = \frac{0,2922 + p}{1,7922} = 0,163 + 0,558\,p$$

und

$$\frac{\beta + q}{\beta + p_1} = \frac{0,2922 + 1}{0,2922 + 1,5} = \frac{1,2922}{1,7922} = 0,721;$$

4) für Tiefdruckmaschinen ohne Expansion

$$\frac{\beta + q}{\beta + p} = \frac{0,1161 + 0,1}{0,1161 + p} = \frac{0,2161}{0,1161 + p};$$

5) für Maschinen mit Hochdruck, ohne Expansion und mit Condensation

$$\frac{\beta + q}{\beta + p} = \frac{0{,}2922 + 0{,}1}{0{,}2922 + p} = \frac{0{,}3922}{0{,}2922 + p};$$

6) für Maschinen mit Hochdruck, ohne Expansion und ohne Condensation

$$\frac{\beta + q}{\beta + p} = \frac{0{,}2922 + 1}{0{,}2922 + p} = \frac{1{,}2922}{0{,}2922 + p}.$$

Hiernach ist die Leistung einer Dampfmaschine vom System I:

$$L = 474724\ [0{,}649 + 2{,}3026\ Log.nat.(0{,}188 + 1{,}623\,p)]\,K;$$

ferner vom System II:

$$L = 503922\ [0{,}505 + 2{,}3026\ Log.nat.(0{,}369 + 1{,}262\,p)]\,K;$$

ferner vom System III:

$$L = 503922\ [0{,}279 + 2{,}3026\ Log.nat.(0{,}163 + 0{,}558\,p)]\,K;$$

ferner vom System IV:

$$L = 474724\left(1 - \frac{0{,}2161}{0{,}1161 + p}\right)K;$$

ferner vom System V:

$$L = 503922\left(1 - \frac{0{,}3922}{0{,}3922 + p}\right)K \text{ und}$$

ferner vom System VI:

$$L = 503922\left(1 - \frac{1{,}2922}{0{,}2922 + p}\right)K \text{ Fußpfund.}$$

Beispiel. Welche Leistung verspricht eine eincylindrige Dampfmaschine mit Expansion und Condensation, welche stündlich 40 Pfund Kohle verbraucht und mit Dampf von 4 Atmosphären Spannung arbeitet? Nach Formel III. ist

$$L = 503922\ [0{,}505 + 2{,}3026\ Log.\ nat.\ (0{,}369 + 1{,}262\,.\,4)]\,K$$
$$= 503922\ (0{,}505 + 2{,}1026\ Log.\ nat.\ 5{,}417) \cdot \frac{40}{3600}$$
$$= 503922\ (0{,}505 + 1{,}689) \cdot {}^1/_{90} = \frac{503922\,.\,2{,}194}{90}$$
$$= 12285 \text{ Fußpfund} = 25{,}8 \text{ Pferdekräfte.}$$

Setzen wir in den letzten Formeln II, III, V und VI, $K = 1$ und §. 490
$p = 1, 2, 3, 4$ Atmosphären u. s. w. ein, so erhalten wir für diese vier Maschinensysteme die theoretischen Leistungen, welche einem Pfunde Kohlenstoff bei verschiedenen Dampfspannungen entsprechen.

Folgende Tabelle giebt diese Leistungen in Pferdekräften, jede zu 480 Fußpfund für 1 Pfund Kohlenstoff pr. Secunde an.

Dampfspannung in Atmosphären			1	1½	2	3	4	5	6	7	8	∞
Expansionsmaschinen	mit	Condensation	1044	1388	1646	2026	2304	2524	2701	2863	2996	∞
	ohne		0	293	551	931	1210	1430	1625	1766	1901	∞
Maschinen ohne Expansion	mit		731	820	870	925	954	972	985	993	1000	1050
	ohne		0	293	458	638	732	796	834	864	886	1050

Man ersieht aus dieser Tabelle, daß die Maschinen mit Expansion und Condensation weit größere Leistungen versprechen als die übrigen Maschinen, und daß die Leistungen um so größer ausfallen, je größer die Spannung des Dampfes ist. Während bei der Spannung von 3 Atmosphären die Leistung auf jedes Pfund Kohlenstoff 2026 Pferdekräfte beträgt, ist dieselbe bei 8 Atmosphären Spannung 2996 Pferdekräfte. Ferner zeigt diese Tabelle, daß die Expansionsmaschinen ohne Condensation viel weniger leisten als die mit Condensation, und daß bei letzteren der Nutzen der Expansion erst bei höheren Dampfspannungen hervortritt. Bei 3 bis 4 Atmosphären Spannung ist z. B. die Leistung der Expansionsmaschine mit Condensation noch einmal so groß, als die einer solchen Maschine ohne Condensation. Ferner ist aus dieser Tabelle zu entnehmen, daß die Maschinen ohne Expansion und mit Condensation eine mit der Spannkraft des Dampfes wenig wachsende Leistung geben, welche z. B. bei 3 Atmosphären ungefähr gleichkommt der Leistung einer Expansionsmaschine ohne Condensation, und bei 8 Atmosphären ungefähr die Hälfte ist von der Leistung der letztgenannten Maschinen. Es gewährt also die Anwendung einer hohen Spannung hier keinen großen Gewinn. Endlich führt diese Tabelle vor Augen, daß die Dampfmaschinen ohne Expansion und ohne Condensation bei kleinen und mittleren Dampfspannungen sehr wenig leisten, und nur bei hohen Spannungen der dritten Classe an Wirkung nahe gleichkommen.

Obgleich es hiernach stets vortheilhafter ist, Dämpfe mit hoher Spannung anzuwenden, als solche mit schwacher Spannung, so darf man doch erfahrungsmäßig mit der Spannkraft der Dämpfe nicht zu weit gehen, namentlich 8 Atmosphären nicht übersteigen, weil bei hohen Spannungen die Nebenhindernisse, besonders aber die Wärmeverluste sehr groß ausfallen, so daß der

Gewinn, welchen hohe Spannungen auf der einen Seite gewähren, durch einen Verlust auf der anderen wieder aufgehoben oder gar übertroffen wird. Hierzu kommt noch, daß die Gefahr des Zerspringens und die Verwüstungen beim Zerspringen der Kessel viel größer ausfallen, wenn diese stark gespannte Dämpfe erzeugen, als wenn sie zur Erzeugung schwach gespannter Dämpfe dienen.

Setzen wir das mechanische Aequivalent der Wärme 1351 Fußpfund (s. §. 379) und die durch die Verbrennung von 1 Pfund Kohlenstoff erlangte Wärmemenge = 7500 Calorien, so erhalten wir die theoretische Leistung von 1 Pfund Kohlenstoff:

$$1351 \,.\, 7500 = 10132500 \text{ Fußpfund} = 21094 \text{ Pferdekräfte},$$

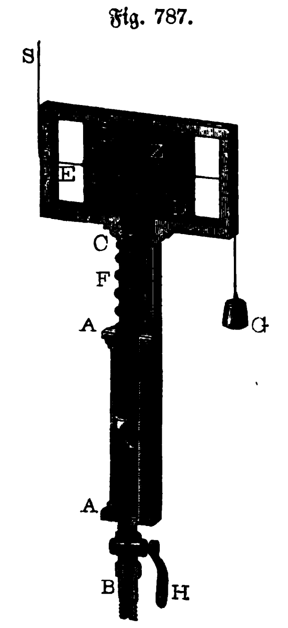
also über 7mal so groß, als der größte Zahlenwerth (2996 Pferdekräfte) in der letzten Tabelle. Wenn bei der Verbrennung von 1 Pfund Kohle nur 4500 Calorien nutzbar gemacht werden, so ist auch die entsprechende Leistung nur

$$1351 \,.\, 4500 = 6079500 \text{ Fußpfund} = 12660 \text{ Pferdekräfte},$$

also nahe 4mal so groß als der größte Werth in der Tabelle.

Dampfindicator. Die Spannung des Dampfes in dem Treibcylinder §. 491
wird durch ein Instrument angegeben, welches den Namen Indicator (franz. indicateur; engl. indicator) erhalten hat, und wohl auch Spannungsmesser genannt wird. Ein sehr einfacher Indicator von Watt ist in Fig. 787 abgebildet; seine Einrichtung ist folgende: AA ist ein genau ausgebohrter Cylinder von ungefähr $1^1/_2$ Zoll Weite und 1 Fuß Länge, unten in einer engeren Röhre B auslaufend, und oben durch einen Kolben K verschlossen. Das zu diesem Zwecke schraubenförmig geschnittene Ende der Röhre B wird in ein Loch im Deckel des Treibcylinders eingesetzt, so daß nach Eröffnung eines in B sitzenden Hahnes H der Dampf in AA treten und gegen K drücken kann. Die Kolbenstange KC geht durch eine ringförmige Führung C und ist mit einer Spiralfeder F umgeben, welche mittels K durch die Spannung des Dampfes so viel zusammengedrückt wird, bis sie dieser das Gleichgewicht hält. Der Zeiger Z am Ende dieser Stange giebt durch seinen höheren oder tieferen Stand die Stärke der Dampfkraft an.

Fig. 787.



Da diese Kraft, zumal bei den Expansionsmaschinen, während des ganzen Kolbenweges veränderlich ist, so kommt es darauf an, den mittleren Werth der Spannung, oder, was am Ende einerlei ist, den mittleren Stand von Z anzugeben. Deshalb ersetzt man auch den Zeiger durch einen Zeichnenstift Z und läßt denselben an eine Tafel DD drücken, die mittels einer Schnur ES durch die Stange des Treibkolbens nach der einen und durch ein Gegengewicht G nach der entgegengesetzten Seite hin fortgezogen wird. Durch diesen Stift wird während eines Kolbenspieles eine Curve auf DD gezeichnet, deren Flächeninhalt als Maß der vom Treibkolben verrichteten Arbeit während eines Kolbenschubes dienen kann: dividirt man daher die hiernach bestimmte Arbeit durch den ganzen Kolbenweg, so erhält man natürlich die mittlere Kraft oder Dampfspannung.

Fig. 788.



Ist die Spannung des Dampfes unter K beim Aufgange des Treibkolbens, $= p$, der Atmosphärendruck über K, $= a$ und die Spannung der Feder, auf jeden Quadratzoll der Kolbenfläche vertheilt, $= y_1$, so erhält man für den Aufgang des Treibkolbens:

$$p = y_1 + a;$$

bezeichnet man aber mit q die Spannung beim Niedergange, und mit y_2 die entsprechende Kraft zum Ausdehnen der Feder, so hat man:

$$a = q + y_2;$$

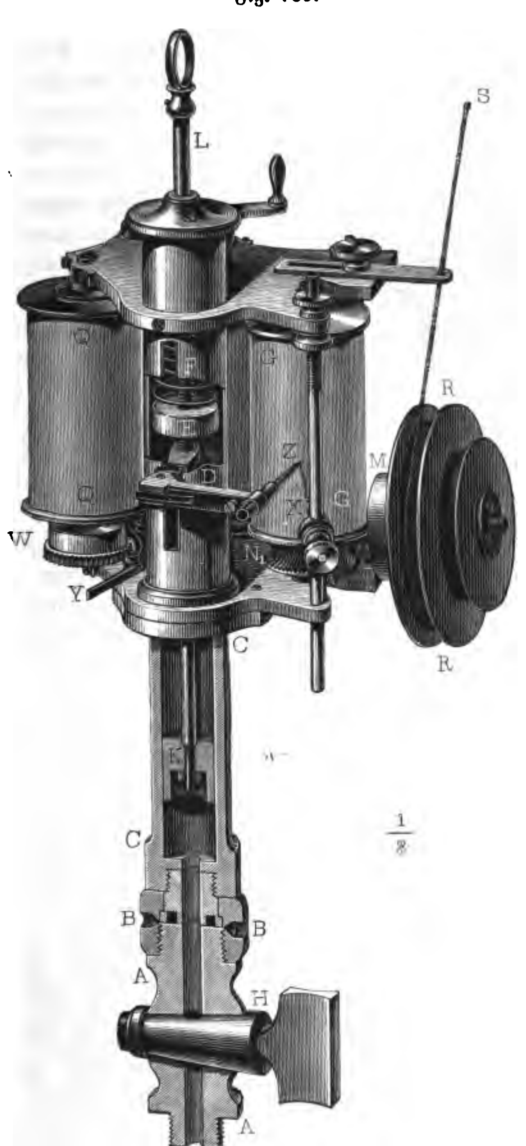
verbindet man daher beide Gleichungen mit einander, so ergiebt sich die bewegende Kraft des Treibkolbens auf jeden Quadratzoll seiner Fläche:

$$p - q = y_1 + a - (a - y_2) = y_1 + y_2.$$

Sind die Ausdehnungs- und Zusammendrückungskräfte der Feder den Ausdehnungen und Zusammendrückungen derselben proportional, so kann man y_1 und y_2 durch die Abstände des Stiftes von einer horizontalen Grundlinie messen, welche der Stift beschreiben würde, wenn die Feder weder zusammengedrückt noch ausgedehnt wäre, wenn also der Kolben K von unten wie von oben mit der Atmosphäre communicirte. Wenn nun die Tafel die verjüngte Bewegung des Kolbens annimmt, so wird daher auch das Product aus der mittleren Summe der Abstände des Zeigers von der Grundlinie und aus der Länge des Tafelweges, oder die Summe der Inhalte der von

dem Stifte über und unter der Grundlinie während eines Kolbenspieles beschriebenen Figuren das Maß der Arbeit des Dampfes bei einem halben Spiele oder bei einem Auf- oder Niedergange des Kolbens angeben.

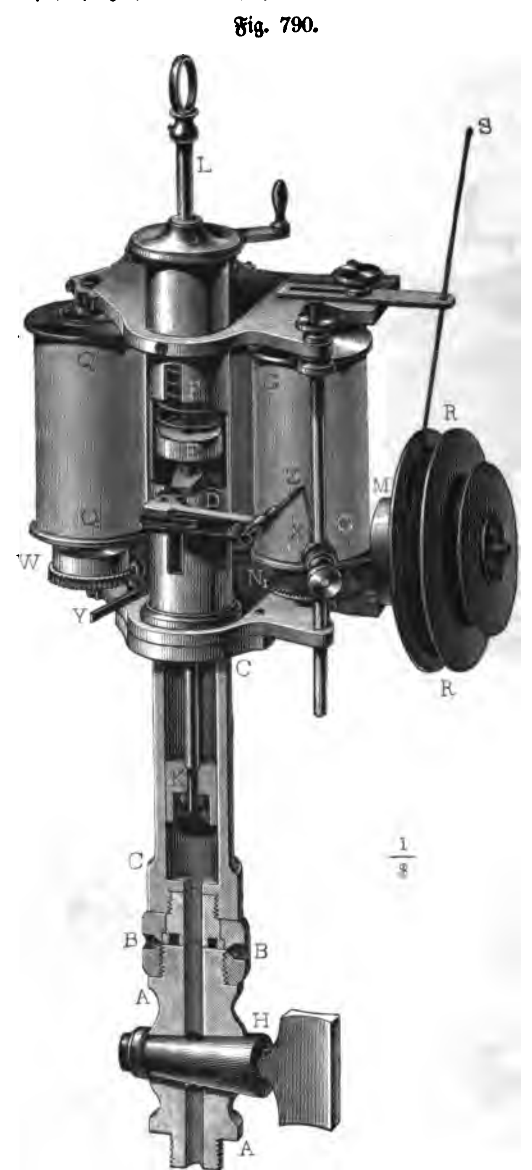
Fig. 789.



§. 492 Die Einrichtung eines Dampfindicators vom Herrn Clair in Paris führt Fig. 789 vor Augen. Es ist hier CC der Cylinder, in welchem der Kolben K spielt, ferner AA ein Fußstück mit dem Hahne H, welches auf den Deckel des Dampfcylinders aufgeschraubt und durch das Gewinde BB mit dem Cylinder CC verbunden wird. Um die Kolbenstange KL ist eine Spiralfeder F gewunden, welche mittels eines Tellers E diese Stange nach unten drückt, während sie von der Kraft des Dampfes aufwärts geschoben wird. Unterhalb des Tellers E ist die Kolbenstange KL noch mit einem Querarme D versehen, welcher mittels eines Gelenkes und einer Hülse den Zeichnenstift Z trägt. Die Spitze dieses Stiftes berührt während des

Gebrauches einen Papierstreifen, welcher den Umfang eines hohlen Metallcylinders *G G* bedeckt; wenn sich folglich dieser Papierstreifen unter jenem Zeichnenstift hinzieht, so entsteht auf dem ersteren eine Curve, deren verticale Ordinaten der Dampfkraft proportional sind. Die Bewegung des Cylinders sammt dem darauf liegenden Papierstreifen erfolgt durch die Kolbenstange der zu prüfenden Dampfmaschine mittels einer Schnur *RS*, welche auf eine Trommel *RR* aufgewickelt und mit einem Ende am Kopfe der gedachten Kolbenstange befestigt wird. Da diese Trommel durch die Dampfmaschine mittels der Schnur nur nach der einen Richtung umgedreht wird, so ist um die Welle derselben noch eine in dem Gehäuse *M* eingeschlossene Spiralfeder gewunden, welche diese Trommel bei dem Rückwege des Dampfkolbens zurückdreht.

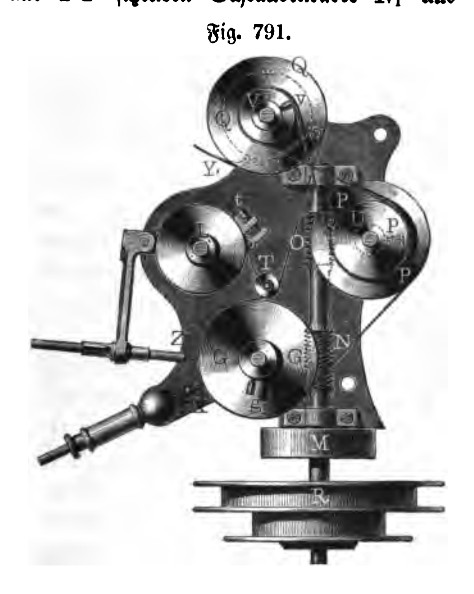
Fig. 790.



Die Welle *N O* der Trommel *G G* ist, wie sich aus dem Grundriß in Figur 791 ersehen läßt, an zwei Stellen *N* und *O* mit Schrau-

bengewinden versehen, welche in die auf den Wellen der Trommeln *G G* und *P P* sitzenden Schraubenräder N_1 und O_1 eingreifen und dieselben in entgegengesetzten Richtungen umdrehen. Da nun diese Welle mittels der Schnur u. s. w. während eines Kolbenspieles um einen gewissen Winkel hin- und zurückgedreht wird, so wickelt sich hierbei der auf der Trommel *P P* befestigte Papierstreifen erst von *P P* auf *G G* und dann wieder zurück von *G G* auf *P P*, und es beschreibt hierbei der Zeichnenstift *Z* auf demselben eine geschlossene Curve. Aus der von dieser Curve begrenzten Fläche läßt sich dann, wie im vorigen Paragraphen gezeigt wurde, die Veränderlichkeit der Kraft des Dampfes ersehen, sowie Arbeit und mittlere Größe derselben bestimmen.

Fig. 791.



Der hier abgebildete Indicator von Clair unterscheidet sich von dem gewöhnlichen englischen Indicator von Mac-Naught dadurch, daß man mit Hülfe desselben nicht bloß geschlossene, sondern auch fortlaufende Curven, wie z. B. mittels eines Dynamometers (s. §. 125), darstellen kann. Zu diesem Zwecke ist die Welle der Trommel *G G* mit zwei Zahnrädern, wie N_1, ausgerüstet und das Stück *N* der horizontalen Welle *N O* in entgegengesetzten Richtungen doppelt schraubenförmig ausgeschnitten. Wenn man nun durch Zurückziehen der Schraube *p* das Zahnrad O_1 von der Welle der Trommel *P P* löst, und dagegen durch Anziehen der Schraube *g* die feste Verbindung des zweiten Zahnrades N_1 mit der Welle der Trommel *G G* herstellt, so wird, wenn auch die Welle *N O* durch die auf ihr sitzende Rolle *R* nur eine schwingende Bewegung erhält, dennoch die Trommel *G G* eine fortlaufende Bewegung annehmen und natürlich auch der Zeichnenstift *Z* eine fortlaufende Curve aufzeichnen. Damit sich hierbei der Papierstreifen gleichmäßig von der Trommel *P P* ab- und auf eine dritte Trommel *Q Q* aufwickele, ist noch nöthig, daß die Scheibe *V* durch Anziehen der Schraube *v* mit der Welle der Trommel *Q Q* fest verbunden werde, weil dann mittels der um die Scheiben *U* und *V* liegenden Kreuzschnur die Bewegung der Trommel *P P* in

Dampfspannung in Atmosphären			1	1½	2	3	4	5	6	7	8	∞
Expansionsmaschinen	mit	Condensation	1044	1388	1646	2026	2304	2524	2701	2863	2996	∞
	ohne		0	293	551	931	1210	1430	1625	1766	1901	∞
Maschinen ohne Expansion	mit		731	820	870	925	954	972	985	993	1000	1050
	ohne		0	293	458	638	732	796	834	864	886	1050

Man ersieht aus dieser Tabelle, daß die Maschinen mit Expansion und Condensation weit größere Leistungen versprechen als die übrigen Maschinen, und daß die Leistungen um so größer ausfallen, je größer die Spannung des Dampfes ist. Während bei der Spannung von 3 Atmosphären die Leistung auf jedes Pfund Kohlenstoff 2026 Pferdekräfte beträgt, ist dieselbe bei 8 Atmosphären Spannung 2996 Pferdekräfte. Ferner zeigt diese Tabelle, daß die Expansionsmaschinen ohne Condensation viel weniger leisten als die mit Condensation, und daß bei letzteren der Nutzen der Expansion erst bei höheren Dampfspannungen hervortritt. Bei 3 bis 4 Atmosphären Spannung ist z. B. die Leistung der Expansionsmaschine mit Condensation noch einmal so groß, als die einer solchen Maschine ohne Condensation. Ferner ist aus dieser Tabelle zu entnehmen, daß die Maschinen ohne Expansion und mit Condensation eine mit der Spannkraft des Dampfes wenig wachsende Leistung geben, welche z. B. bei 3 Atmosphären ungefähr gleichkommt der Leistung einer Expansionsmaschine ohne Condensation, und bei 8 Atmosphären ungefähr die Hälfte ist von der Leistung der letztgenannten Maschinen. Es gewährt also die Anwendung einer hohen Spannung hier keinen großen Gewinn. Endlich führt diese Tabelle vor Augen, daß die Dampfmaschinen ohne Expansion und ohne Condensation bei kleinen und mittleren Dampfspannungen sehr wenig leisten, und nur bei hohen Spannungen der dritten Classe an Wirkung nahe gleichkommen.

Obgleich es hiernach stets vortheilhafter ist, Dämpfe mit hoher Spannung anzuwenden, als solche mit schwacher Spannung, so darf man doch erfahrungsmäßig mit der Spannkraft der Dämpfe nicht zu weit gehen, namentlich 8 Atmosphären nicht übersteigen, weil bei hohen Spannungen die Nebenhindernisse, besonders aber die Wärmeverluste sehr groß ausfallen, so daß der

Gewinn, welchen hohe Spannungen auf der einen Seite gewähren, durch einen Verlust auf der anderen wieder aufgehoben oder gar übertroffen wird. Hierzu kommt noch, daß die Gefahr des Zerspringens und die Verwüstungen beim Zerspringen der Kessel viel größer ausfallen, wenn diese stark gespannte Dämpfe erzeugen, als wenn sie zur Erzeugung schwach gespannter Dämpfe dienen.

Setzen wir das mechanische Aequivalent der Wärme 1351 Fußpfund (s. §. 379) und die durch die Verbrennung von 1 Pfund Kohlenstoff erlangte Wärmemenge = 7500 Calorien, so erhalten wir die theoretische Leistung von 1 Pfund Kohlenstoff:

$$1351 \, . \, 7500 = 10132500 \text{ Fußpfund} = 21094 \text{ Pferdekräfte},$$

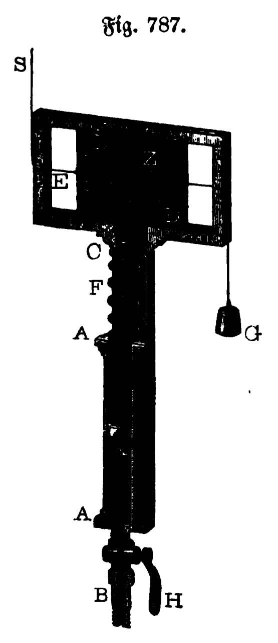
also über 7mal so groß, als der größte Zahlenwerth (2996 Pferdekräfte) in der letzten Tabelle. Wenn bei der Verbrennung von 1 Pfund Kohle nur 4500 Calorien nutzbar gemacht werden, so ist auch die entsprechende Leistung nur

$$1351 \, . \, 4500 = 6079500 \text{ Fußpfund} = 12660 \text{ Pferdekräfte},$$

also nahe 4mal so groß als der größte Werth in der Tabelle.

Dampfindicator. Die Spannung des Dampfes in dem Treibcylinder wird durch ein Instrument angegeben, welches den Namen Indicator (franz. indicateur; engl. indicator) erhalten hat, und wohl auch Spannungsmesser genannt wird. Ein sehr einfacher Indicator von Watt ist in Fig. 787 abgebildet; seine Einrichtung ist folgende: AA ist ein genau ausgebohrter Cylinder von ungefähr $1\frac{1}{2}$ Zoll Weite und 1 Fuß Länge, unten in einer engeren Röhre B auslaufend, und oben durch einen Kolben K verschlossen. Das zu diesem Zwecke schraubenförmig geschnittene Ende der Röhre B wird in ein Loch im Deckel des Treibcylinders eingesetzt, so daß nach Eröffnung eines in B sitzenden Hahnes H der Dampf in AA treten und gegen K drücken kann. Die Kolbenstange KC geht durch eine ringförmige Führung C und ist mit einer Spiralfeder F umgeben, welche mittels K durch die Spannung des Dampfes so viel zusammengedrückt wird, bis sie dieser das Gleichgewicht hält. Der Zeiger Z am Ende dieser Stange giebt durch seinen höheren oder tieferen Stand die Stärke der Dampfkraft an. §. 491

Fig. 787.



Da diese Kraft, zumal bei den Expansionsmaschinen, während des ganzen Kolbenweges veränderlich ist, so kommt es darauf an, den mittleren Werth der Spannung, oder, was am Ende einerlei ist, den mittleren Stand von Z anzugeben. Deshalb ersetzt man auch den Zeiger durch einen Zeichnenstift Z und läßt denselben an eine Tafel DD drücken, die mittels einer Schnur ES durch die Stange des Treibkolbens nach der einen und durch ein Gegengewicht G nach der entgegengesetzten Seite hin fortgezogen wird. Durch diesen Stift wird während eines Kolbenspieles eine Curve auf DD gezeichnet, deren Flächeninhalt als Maß der vom Treibkolben verrichteten Arbeit während eines Kolbenschubes dienen kann: dividirt man daher die hiernach bestimmte Arbeit durch den ganzen Kolbenweg, so erhält man natürlich die mittlere Kraft oder Dampfspannung.

Fig. 788.



Ist die Spannung des Dampfes unter K beim Aufgange des Treibkolbens, $= p$, der Atmosphärendruck über K, $= a$ und die Spannung der Feder, auf jeden Quadratzoll der Kolbenfläche vertheilt, $= y_1$, so erhält man für den Aufgang des Treibkolbens:

$$p = y_1 + a;$$

bezeichnet man aber mit q die Spannung beim Niedergange, und mit y_2 die entsprechende Kraft zum Ausdehnen der Feder, so hat man:

$$a = q + y_2;$$

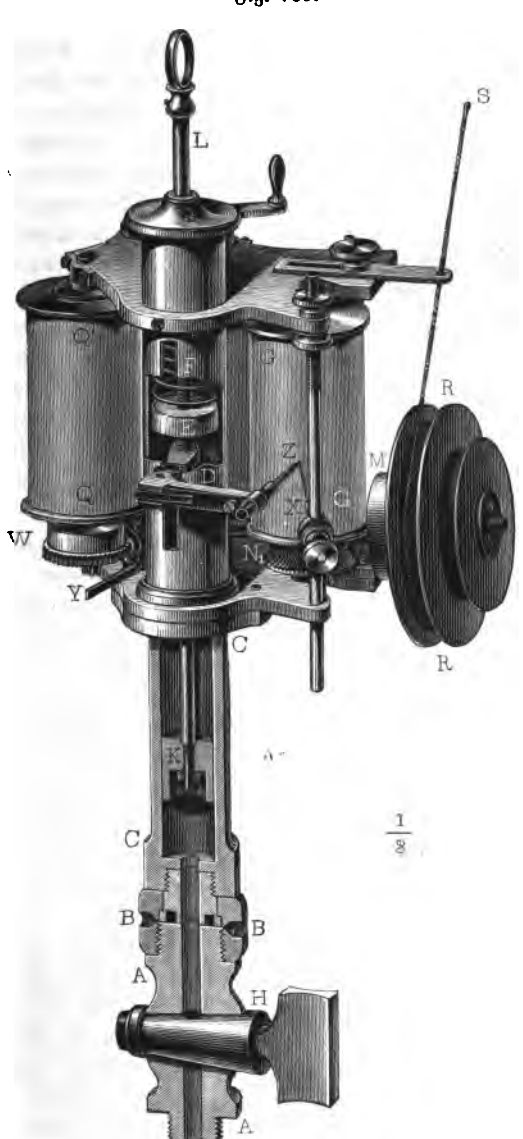
verbindet man daher beide Gleichungen mit einander, so ergiebt sich die bewegende Kraft des Treibkolbens auf jeden Quadratzoll seiner Fläche:

$$p - q = y_1 + a - (a - y_2) = y_1 + y_2.$$

Sind die Ausdehnungs- und Zusammendrückungskräfte der Feder den Ausdehnungen und Zusammendrückungen derselben proportional, so kann man y_1 und y_2 durch die Abstände des Stiftes von einer horizontalen Grundlinie messen, welche der Stift beschreiben würde, wenn die Feder weder zusammengedrückt noch ausgedehnt wäre, wenn also der Kolben K von unten wie von oben mit der Atmosphäre communicirte. Wenn nun die Tafel die verjüngte Bewegung des Kolbens annimmt, so wird daher auch das Product aus der mittleren Summe der Abstände des Zeigers von der Grundlinie und aus der Länge des Tafelweges, oder die Summe der Inhalte der von

dem Stifte über und unter der Grundlinie während eines Kolbenspieles beschriebenen Figuren das Maß der Arbeit des Dampfes bei einem halben Spiele oder bei einem Auf- oder Niedergange des Kolbens angeben.

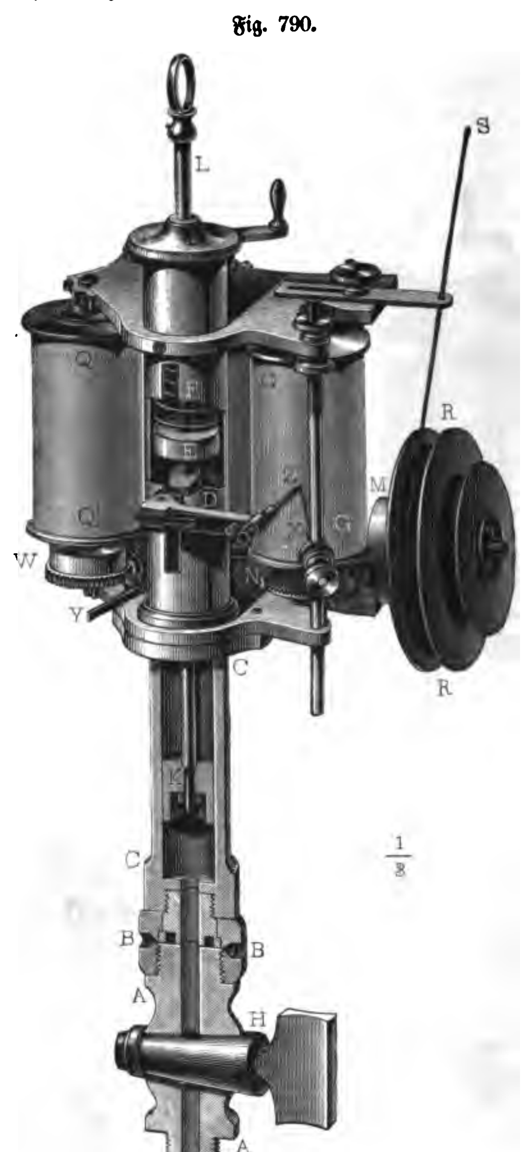
Fig. 789.



Die Einrichtung eines **Dampfindicators** vom Herrn **Clair** in Paris führt Fig. 789 vor Augen. Es ist hier *CC* der Cylinder, in welchem der Kolben *K* spielt, ferner *AA* ein Fußstück mit dem Hahne *H*, welches auf den Deckel des Dampfcylinders aufgeschraubt und durch das Gewinde *BB* mit dem Cylinder *CC* verbunden wird. Um die Kolbenstange *KL* ist eine Spiralfeder *F* gewunden, welche mittels eines Tellers *E* diese Stange nach unten drückt, während sie von der Kraft des Dampfes aufwärts geschoben wird. Unterhalb des Tellers *E* ist die Kolbenstange *KL* noch mit einem Querarme *D* versehen, welcher mittels eines Gelenkes und einer Hülse den Zeichnenstift *Z* trägt. Die Spitze dieses Stiftes berührt während des §. 492

Gebrauches einen Papierstreifen, welcher den Umfang eines hohlen Metallcylinders *G G* bedeckt; wenn sich folglich dieser Papierstreifen unter jenem Zeichnenstift hinzieht, so entsteht auf dem ersteren eine Curve, deren verticale Ordinaten der Dampfkraft proportional sind. Die Bewegung des Cylinders sammt dem darauf liegenden Papierstreifen erfolgt durch die Kolbenstange der zu prüfenden Dampfmaschine mittels einer Schnur *R S*, welche auf eine Trommel *R R* aufgewickelt und mit einem Ende am Kopfe der gedachten Kolbenstange befestigt wird. Da diese Trommel durch die Dampfmaschine mittels der Schnur nur nach der einen Richtung umgedreht wird, so ist um die Welle derselben noch eine in dem Gehäuse *M* eingeschlossene Spiralfeder gewunden, welche diese Trommel bei dem Rückwege des Dampfkolbens zurückdreht.

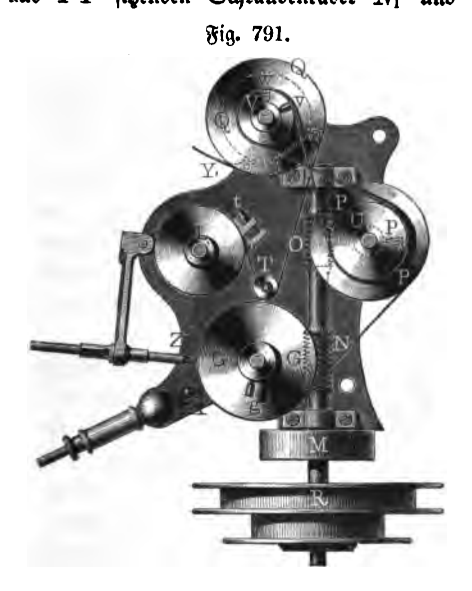
Fig. 790.



Die Welle *N O* der Trommel *G G* ist, wie sich aus dem Grundriß in Figur 791 ersehen läßt, an zwei Stellen *N* und *O* mit Schrau-

dengewinden versehen, welche in die auf den Wellen der Trommeln *G G* und *P P* sitzenden Schraubenräder N_1 und O_1 eingreifen und dieselben in entgegengesetzten Richtungen umdrehen. Da nun diese Welle mittels der Schnur u. s. w. während eines Kolbenspieles um einen gewissen Winkel hin- und zurückgedreht wird, so wickelt sich hierbei der auf der Trommel *PP* befestigte Papierstreifen erst von *PP* auf *G G* und dann wieder zurück von *G G* auf *PP*, und es beschreibt hierbei der Zeichnenstift *Z* auf demselben eine geschlossene Curve. Aus der von dieser Curve begrenzten Fläche läßt sich dann, wie im vorigen Paragraphen gezeigt wurde, die Veränderlichkeit der Kraft des Dampfes ersehen, sowie Arbeit und mittlere Größe derselben bestimmen.

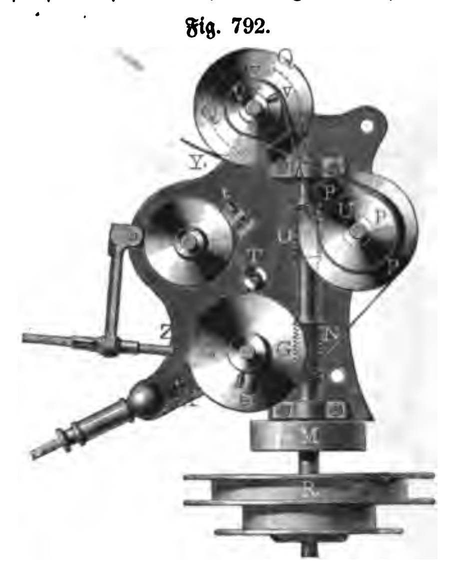
Fig. 791.



Der hier abgebildete Indicator von Clair unterscheidet sich von dem gewöhnlichen englischen Indicator von Mac-Naught dadurch, daß man mit Hülfe desselben nicht bloß geschlossene, sondern auch fortlaufende Curven, wie z. B. mittels eines Dynamometers (s. §. 125), darstellen kann. Zu diesem Zwecke ist die Welle der Trommel *G G* mit zwei Zahnrädern, wie N_1, ausgerüstet und das Stück *N* der horizontalen Welle *N O* in entgegengesetzten Richtungen doppelt schraubenförmig ausgeschnitten. Wenn man nun durch Zurückziehen der Schraube *p* das Zahnrad O_1 von der Welle der Trommel *P P* löst, und dagegen durch Anziehen der Schraube *g* die feste Verbindung des zweiten Zahnrades N_1 mit der Welle der Trommel *G G* herstellt, so wird, wenn auch die Welle *N O* durch die auf ihr sitzende Rolle *R* nur eine schwingende Bewegung erhält, dennoch die Trommel *G G* eine fortlaufende Bewegung annehmen und natürlich auch der Zeichnenstift *Z* eine fortlaufende Curve aufzeichnen. Damit sich hierbei der Papierstreifen gleichmäßig von der Trommel *PP* ab- und auf eine dritte Trommel *Q Q* aufwickele, ist noch nöthig, daß die Scheibe *V* durch Anziehen der Schraube *v* mit der Welle der Trommel *Q Q* fest verbunden werde, weil dann mittels der um die Scheiben *U* und *V* liegenden Kreuzschnur die Bewegung der Trommel *PP* in

entgegengesetzter Richtung auf die Trommel *Q Q* übertragen wird. Um bei dieser fortlaufenden Aufwickelung den Papierstreifen in Spannung zu erhalten, ist nöthig, daß die Spannrolle *T* mittels der Schraube *t* auf den Papierstreifen *G Q* aufgedrückt werde. Noch ist für die Darstellung fortlaufender Curven noch ein zweiter Zeichnenstift *X* angebracht, welcher die Basis oder Nulllinie auf das Papier aufzeichnet.

Fig. 792.



Um bei Darstellung einer geschlossenen Curve den Papierstreifen zwischen *G* und *Q* stets gespannt zu erhalten, ist um die Welle von *Q Q* eine Spiralfeder gewunden, welche sich mittels des Sperrrades *W* und der Sperrklinke *Y* beliebig spannen läßt. Damit diese Spiralfeder auf die Welle von *Q Q* wirken könne, hat man nur durch Anziehen einer Schraube *w* die Hülse, welche das innere Ende der Spiralfeder trägt, fest mit dieser Welle zu verbinden.

Um endlich das Verhältniß zwischen Dampfkraft und Zeiger- oder Kolbenweg zu finden, hat man natürlich mit Gewichten, womit man die Feder *F* ausdehnt und zusammendrückt, besondere Versuche anzustellen. An dem Instrumente, welches der Verfasser in seinen Händen hat, mißt der Durchmesser des Kolbens *K*, 22 Millimeter, und giebt bei 1 Kilogramm Spannung, die eine Spiralfeder 2 Millimeter, und die andere Spiralfeder 5 Millimeter Zeigerweg. Damit sich eine möglichst constante und vom Dampfdrucke unabhängige Kolbenreibung herausstelle, lidert man den Kolben *K* nicht ab, sondern dreht denselben sorgfältig ab und bedeckt ihn mit einer Oelschicht. Wenn nun hiernach die Kolbenreibung bei dem Vorversuche, wo die Feder durch Gewichte gespannt wird, dieselbe ist wie beim wirklichen Gebrauch des Indicators, wo die Feder den Dampfdruck aufnimmt, so sind die Angaben des Indicators gar nicht von dieser Reibung abhängig und es ist dieselbe nicht weiter in Betracht zu ziehen.

Anmerkung. In der neueren Zeit hat man bei den Indicatoren statt der Spiralfeder auch Federschienen nach Poncelet angewendet. Die wesentlichste Ein-

richtung eines solchen Indicators führt Fig. 793 vor Augen. Es ist hier der Cylinder A horizontal, und mit der Stange KE desselben die parabolische Feder FG sowie der Zeichnenstift Z verbunden, welcher seine Curve auf einen um zwei bewegliche Trommeln gelegten Papierstreifen aufzeichnet (vergl. §. 125 und §. 127, sowie Morin: Leçon de mécanique pratique, 1re partie, 1855). Einen anderen Dampfindicator mit zwei Federn hat Herr Welkner construirt (s. dessen Schrift, „die Locomotive,“ Göttingen 1859).

Fig. 793.



Fig. 794.



Indicatordiagramm. Je nachdem eine Maschine mit Tief- oder Hochdruck, mit oder ohne Expansion wirkt, je nachdem ferner die Steuerung dem Treibkolben voreilt oder nicht u. s. w., fällt die von dem Dampfindicator beschriebene und die Leistung des Dampfes angebende Curve sehr verschieden aus. Bei einer Maschine mit Tiefdruck und ohne Expansion hat diese Curve die Hauptform eines Rechteckes, wie $ABCD$, Fig. 794. Beim Anfange des Kolbenniederganges steht der Stift in A, während des Niederganges beschreibt er eine mit der Linie $0 \div 0$ ziemlich parallel laufende Linie; während des tiefsten Kolbenstandes legt der Stift den Weg BC zurück, beim darauf folgenden Aufgange beschreibt er den nur wenig über der Nulllinie weggehenden Curventheil CD, und während des höchsten Kolbenstandes durchläuft er den ziemlich senkrechten Weg DA, da dann die Spannung von etwa $^1/_{10}$ Atmosphäre auf etwa $^6/_5$ Atmosphäre steigt. Die Ordinaten y_1 über der einer Atmosphäre Spannung entsprechenden Grundlinie $1 \div 1$ sind viel kleiner als die Ordinaten y_2 unter dieser Linie, weil jene den Ueberschuß des Dampfdruckes über eine Atmosphäre, diese aber den Ueberschuß des Atmosphärendruckes über den Druck im Condensator ausdrücken. Ein mit §. 493

dem unteren Theile des Cylinders communicirender Indicator würde natürlich eine entgegengesetzte Curve liefern.

Wenn der Dampf erst am Anfange des Kolbennieder- oder Kolbenaufganges zugelassen wird, so fällt die Curve nicht so vollkommen aus, sondern es hat dieselbe bei A und C, Fig. 795, bedeutendere Abstufungen. Es stellen sich diese aber dann besonders groß heraus, wenn, wie bei der Schiebersteuerung mit Kreisexcentrik, die Eröffnungen sehr allmälig erfolgen, so daß der Dampf während des Umsteuerns durch verengte Mündungen strömen muß, und dadurch an Spannung verliert. Durch das langsame Eröffnen des Abzugweges wird die Abstumpfung bei C zumal noch deshalb sehr groß, weil der ausströmende Dampf reagirend und anfänglich beinahe mit voller Kraft auf den Dampfkolben zurückwirkt. Zur Verhinderung dieser großen Abstumpfung ist denn auch ein Voreilen der Steuerung beim Ablassen des Dampfes unbedingt nothwendig. Durch zu großes Voreilen beim Zu- und Ablassen wird aber auch leicht das Gegentheil, nämlich, wie in Fig. 796, eine zu große Abstumpfung an den anderen Ecken B und D herbeigeführt.

Fig. 795.

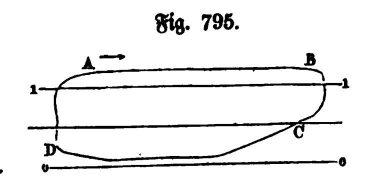
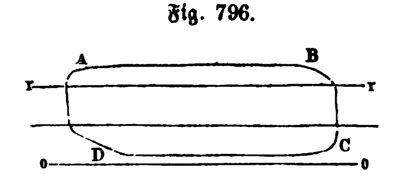


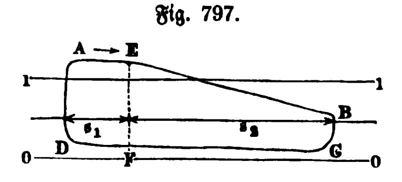
Fig. 796.



§. 494 Bei den Maschinen mit Expansion nimmt die Indicatorcurve nahe die Form einer aus einem Rechtecke und einem Trapeze zusammengesetzten Figur an; der rectanguläre Theil entspricht der Wirkung des Dampfes vor, und der trapezoidale Theil der Wirkung desselben während der Expansion.

Eine Niederdruckmaschine mit Expansion liefert eine Curve AC, Fig. 797. Dem Theile s_1 des Kolbenweges vor Eintritt der Expansion entspricht das Curvenstück AE, welches ziemlich mit $0 \div 0$ oder $1 \div 1$ parallel läuft; dem übrigen Theile s_2 aber entspricht das Curvenstück EB, welches sich allmälig tiefer herabzieht und der Linie $0 \div 0$ nähert. Der Flächenraum $EBCF$ mißt die Leistung, welche durch die Expansion allein gewonnen wird.

Fig. 797.



Die Curve AC in Fig. 798 beschreibt der Indicator einer Dampfmaschine mit Hochdruck, Expansion und Condensation, die in

Fig. 799 aber eine solche ohne Condensation; während sich bei jener der rückläufige Theil *CD* nahe über der Nulllinie hinzieht, läuft derselbe bei dieser nahe über der Linie 1 ÷ 1 hin, ist also auch das Maß der Leistung der Maschine um ein zwischen den Linien 0 ÷ 0 und 1 ÷ 1 befindliches Rechteck kleiner.

Fig. 798.

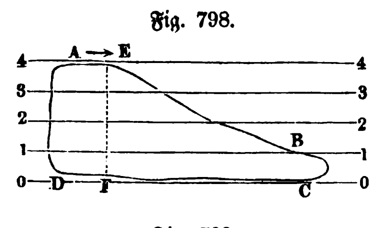


Fig. 799.

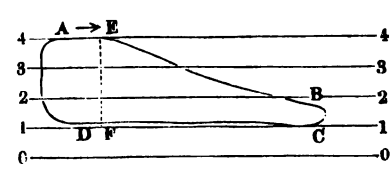
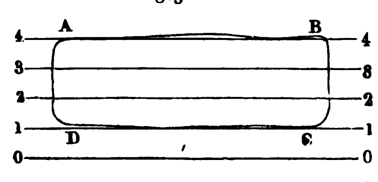


Fig. 800.

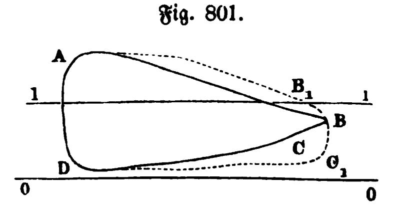


In Fig. 800 ist endlich noch die Indicatorcurve für eine Hochdruckmaschine (von 4 Atmosphären) ohne Expansion und Condensation vor Augen geführt. Es ist auch hier der Raum zwischen 0 ÷ 0 und 1 ÷ 1 leer, und daher die Leistung dieser Maschine um ein zwischen diese Linien zu legendes Rechteck kleiner, als wenn die Maschine mit Condensation arbeitete.

Der Dampfindicator ist nicht allein ein vorzügliches Instrument zur Bestimmung der Kraft und Leistung einer Dampfmaschine, sondern auch das beste Hülfsmittel zur Beurtheilung der Güte und Zweckmäßigkeit der Steuerung derselben, da die Gestalt der Indicatorcurve über die Wirksamkeit der Steuerung vielfache Aufschlüsse giebt und vor Allem die Mängel derselben nachweist. Die Mängel der Schiebersteuerung können folgende sein: §. 495

1) Die Dampfcanäle haben nicht die gehörige Weite. Ist der Querschnitt des Dampfcanals zu klein, so muß der Dampf mit einer zu großen Geschwindigkeit zu treten und abfließen, und dabei einen namhaften Theil seiner Spannung zusetzen. Deshalb nimmt auch dann die Indicatorcurve die zugespitzte Form *ABCD*, Fig. 801, an. Bei der gehörigen Größe dieser Mündungen würde das Indicatordiagramm etwa die durch die punktirte Linie $AB_1\,C_1D$ angegebene Gestalt haben.

Fig. 801.



2) Die Schieberstange hat nicht die erforderliche Länge, wobei der Schieber auf der einen Seite der Dampfwege einen größeren Weg durch-

läuft, als auf der anderen Seite. Es findet dann bei einem Dampfwege eine längere Eröffnung Statt als beim anderen, wobei die Länge der Indicatorcurve auf der einen Seite eine größere und auf der anderen eine kleinere wird.

In gewissem Grade findet eine Verschiedenheit in der Eröffnungszeit der Dampfwege auch deshalb Statt, weil der Dampfkolben die eine Hälfte seines Weges nicht in derselben Zeit zurücklegt wie die andere. Bezeichnet r die Armlänge des Krummzapfens und l die Länge der Kurbelstange, so beträgt (s. §. 458) der Kolbenweg, welcher dem ersten und vierten Quadranten der Umdrehung des Krummzapfens entspricht:

$$s_1 = r - \frac{r^2}{2l},$$

und der, welcher dem zweiten und dritten Quadranten zukommt:

$$s_2 = r + \frac{r^2}{2l};$$

es ist also die Differenz dieser Wege:

$$s_2 - s_1 = \frac{r^2}{l},$$

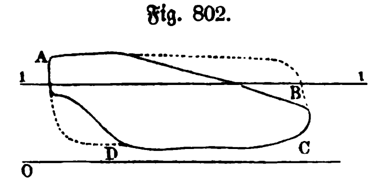
und folglich ihr Verhältniß zum ganzen Kolbenschube $2r$:

$$\frac{s_2 - s_1}{2r} = \frac{r}{2l}.$$

Da die Expansion des Dampfes vorzüglich in der zweiten Hälfte des Kolbenschubes statthat, so ist auch die Wirkung des Dampfes auf der einen Seite des Kolbens nicht genau dieselbe wie auf der anderen, und daher zur genauen Ermittelung der Leistung einer Dampfmaschine noch nöthig, daß man mit dem Indicator auch auf der zweiten Seite des Dampfcylinders Beobachtungen anstelle. Man kann zu diesem Zwecke von dem Indicator aus sowohl eine Röhre nach der einen als auch eine Röhre nach der anderen Seite des Dampfcylinders führen, muß jedoch während eines Versuches stets nur die Communication mit einer Seite herstellen. Am besten ist es gleichzeitig zwei Indicatoren in Anwendung zu bringen.

3) Die Schieberflächen haben nicht die angemessene Breite; es findet z. B. eine zu große Bedeckung Statt, welche dadurch angezeigt wird, daß die Indicatorcurve Fig. 802 sich einerseits zu zeitig herab- und andererseits zu früh heraufzieht.

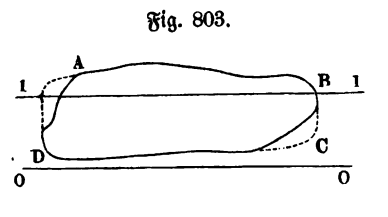
Fig. 802.



4) Das Excentrik hat nicht die richtige Stellung zur Warze des Krummzapfens, es findet daher nicht der zweckmäßige Grad des Voreilens Statt.

Ist das Voreilen zu stark, so fällt die Indicatorcurve ähnlich wie Fig. 802 aus; ist hingegen dasselbe nicht vorhanden oder zu schwach, so tritt das umgekehrte Verhältniß ein, nämlich eine starke Abstumpfung der Ecken A und C, Fig. 803, der von der Schiebercurve umschlossenen Fläche.

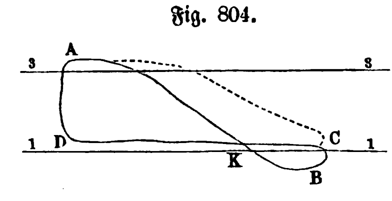
Fig. 803.



5) Das Excentrik hat nicht die richtige Excentricität oder der Schieberweg nicht die erforderliche Größe. Ist dieser Weg zu klein, so findet nicht die nöthige Eröffnung der Wege Statt, und es entsteht daher eine Indicatorcurve wie Fig. 802, ist aber derselbe zu groß, so fällt die Expansion des Dampfes zu klein aus, und es findet ein zu großer Dampfverbrauch Statt, wie es auch bei einer zu kleinen Schieberbedeckung der Fall ist.

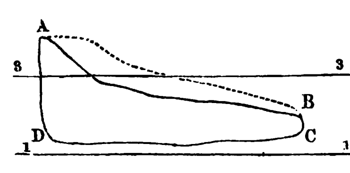
Eine eigenthümliche Gestalt, Fig. 804, nimmt die Schiebercurve einer Dampfmaschine ohne Condensation dann an, wenn die Expansion des Dampfes zu weit getrieben wird. Es ist dann gegen Ende des Kolbenschubes der Gegendruck größer als der Dampfdruck, und es bildet deshalb das Indicatordiagramm einen Knoten K.

Fig. 804.



Ist ferner die Dampfklappe oder das Regulirungsventil im Dampfrohre zu stark geschlossen, so findet ebenfalls eine schlechte Dampfbenutzung Statt, wie auch durch die Gestalt der Indicatorcurve in Figur 805 angezeigt wird.

Fig. 805.



Wenn der Dampfkolben nicht dampfdicht abschließt, so nimmt die Indicatorcurve ebenfalls eine eigenthümliche Form an, weil dadurch der Dampfdruck herabgezogen und der Gegendruck vergrößert wird. Findet dieses undichte Abschließen in sehr hohem Grade Statt, so kann die Indicatorcurve die Gestalt in Fig. 806 anneh-

Fig. 806.

men. Ein ähnliches Verhältniß findet Statt, wenn die Dampfschieber nicht dampfdicht abschließen.

Uebrigens ist bei dem Gebrauche des Indicators auch darauf zu sehen, daß er in gutem Zustande sei, daß namentlich der Kolben desselben vor dem Gebrauche eingeölt werde und die Schnur desselben die richtige Länge erhalte.

Man kann auch den Dampfindicator an den Schieber anschließen, wobei man ein sogenanntes Schieberdiagramm erhält, welches die Dampfspannung bei den verschiedenen Schieberstellungen angiebt und die Function der Steuerung gegen Anfang und Ende des Kolbenhubs sehr gut erkennen läßt. Um einen vollständigen Aufschluß über den Gang der Steuerung einer Dampfmaschine zu erhalten, nimmt man bei Absperrung des Dampfes ein drittes Diagramm ab, welches den Zusammenhang zwischen Kolben- und Schieberweg direct anzeigt und, wie aus §. 459 folgt, nahe die Form einer Ellipse hat.

Auch thut der Dampfindicator seine nützlichen Dienste, wenn man ihn auf die Luft- und Warmwasserpumpe aufsetzt.

Anmerkung. Ausführliche Mittheilungen über die Indicatorcurven, welche bei Versuchen mit verschiedenen Maschinen erhalten worden sind, macht Morin im dritten Theile seiner Leçons de Mécanique pratique (s. auch die Schrift: Catéchisme du Mécanicien à vapeur, par E. Paris, art. Indicateur de P. Garnier, sowie Bornemann's Abhandlung über den Indicator (von Combes) in der Zeitschrift „der Ingenieur". Besonders ist zu empfehlen der Indicator, Anleitung zum Gebrauch desselben bei der Prüfung von Dampfmaschinen ꝛc von J. Völckers, Berlin 1863.

§. 496 **Arbeitsverluste einer Dampfmaschine.** Die theoretische Leistung einer Dampfmaschine, welche sich mittels der im Obigen entwickelten Formeln berechnen läßt, wird durch mehrere Nebenhindernisse, wie z. B. Kolbenwirkung, Abkühlung, Druckverlust in den Leitungen u. s. w., bedeutend herabgezogen, so daß die effective Leistung derselben nur 40 bis 70 Procent der theoretischen ausfällt, wie insbesondere durch Brems- und Indicatorversuche nachgewiesen wird. Was zunächst die Leitungen anlangt, wodurch der Dampf aus dem Kessel in die Dampfkammer und von da durch die Dampfcanäle in den Dampfcylinder geführt wird, so verursachen dieselben jedenfalls eine Verminderung in der Dampfspannung, und es ist deshalb die Spannung p des Dampfes im Cylinder, welche man (s. oben §. 478) in die Leistungsformel einzusetzen hat, nicht die Dampfspannung p_0 im Kessel, sondern um einen den Hindernissen in der Dampfleitung entsprechenden Verlust kleiner. Es entspringen diese Verluste aus der Reibung des Dampfes in den Leitungen, aus der wirbelnden Bewegung bei Querschnitts- und Richtungsänderungen der Dampfwege, und aus der Abkühlung an den Umfangswänden derselben. Die Verminderung des Dampfdrucks in den Leitungen beträgt bei ganz geöffneter Dampfklappe nur 1 bis 5 Procent. Durch

Stellung dieser gewöhnlich in einem Drosselventil bestehenden Klappe läßt sich, dem geforderten Gang der Maschine entsprechend, die Differenz $p_0 - p$ zwischen Dampfspannung im Kessel und der im Cylinder beliebig vergrößern. Bei dem Durchgang durch das Drosselventil bleibt der Dampf in seinem gesättigten Zustande; es nimmt daher auch die Dichtigkeit desselben mit der Spannung nahe gleichmäßig ab, und es bleibt die Arbeitsfähigkeit des Dampfes fast unverändert. Es ist hier das Bewegungsverhältniß ein ganz anderes als bei dem Wasser; das Arbeitsquantum $\frac{(v_1 - v)^2}{2g} Q\gamma$, welches eine Flüssigkeitsmenge $Q\gamma$ in Anspruch nimmt, wenn deren Geschwindigkeit v_1 durch Wirbelbildung in v übergeht, liefert ein entsprechendes Wärmequantum, welches nur beim Wasser verloren geht, dagegen beim Dampf während der Ausdehnung desselben mit nutzbar gemacht wird.

Ein anderer Arbeitsverlust geht beim Ausströmen des Dampfes aus dem nöthigen Ueberschuß des Dampfdrucks über dem Druck im Condensator oder, nach Befinden, über dem äußeren Luftdruck, hervor. Auch erwächst durch das Fortreißen von Kesselwasser, welches dem durch die Dampfleitung abgeführten Dampf mechanisch beigemengt ist, zuweilen ein nicht ganz unbedeutender Arbeitsverlust.

Die Kolbenreibung einer Dampfmaschine ist genau wie bei den Wassersäulenmaschinen (nach §. 320) in Rechnung zu ziehen, und ebenso sind die Arbeitsverluste, welche die Bewegung der Steuerung verursacht, ähnlich wie bei diesen Maschinen zu berechnen.

Schädlicher Raum. Durch den schädlichen Raum erwächst einer Dampfmaschine ein weiterer Verlust. Wir verstehen hier unter demselben den Raum, welchen der Dampfkolben am Ende seines Weges zwischen sich und zwischen dem Dampfschieber oder Ablaßventil übrig läßt, welcher also beim folgenden Rückwege von Neuem mit Dampf angefüllt werden muß, ehe dieser vollständig auf den Kolben wirken kann. Es besteht dieser Raum aus zwei ungleich weiten Theilen, ein Theil wird durch den Dampfweg und der andere von einem Theile des Dampfcylinders gebildet. Bezeichnet F_2 den Querschnitt sowie l_2 die Länge des Dampfcanals, so ist der Inhalt desselben $= F_2 l_2$, und setzen wir die Höhe des kleinsten Zwischenraumes zwischen der Kolbenfläche und dem Cylinderboden oder Cylinderdeckel, $= \sigma_1$, so erhalten wir für den Inhalt dieses Raumes $= F\sigma_1$. Es ist also der ganze schädliche Raum: §. 497

$$V_1 = F_2 l_2 + F\sigma_1 = F\left(\sigma_1 + \frac{F_2}{F}\, l_2\right).$$

Der Einfachheit wegen drückt man den den Dampfweg bildenden Raumtheil ebenfalls durch einen Cylindertheil aus, setzt deshalb die Höhe des schädlichen Raumes:

$$\sigma = \sigma_1 + \frac{F_2}{F} l_2,$$

und den schädlichen Raum selbst:

$$V_1 = F\sigma.$$

In der Regel ist σ nicht größer als $\frac{s}{20}$ oder 5 Procent des ganzen Kolbenweges; daher auch der schädliche Raum $= \frac{1}{20}$ des ganzen vom Dampfkolben zurückgelegten Weges. Wäre der schädliche Raum Null, so würde bei einem einfachen Kolbenwege das Dampfquantum $V = Fs$ verbraucht werden, da aber derselbe immer eine gewisse Größe $F\sigma$ hat, anfänglich mit Dampf von der Spannung q angefüllt ist, und am Ende des Kolbenweges s Dampf von der Spannung p enthält, so erwächst bei jedem Kolbenwege der Dampfverlust $F\sigma\left(1 - \frac{q}{p}\right)$ oder annähernd $= F\sigma$, da, zumal bei Condensationsmaschinen, $\frac{q}{p}$ ein kleiner Bruch ist. Hiernach ist bei Maschinen ohne Expansion das verbrauchte Dampfquantum pr. Spiel:

$$V = F(s + \sigma),$$

daher umgekehrt:

$$Fs = \frac{s}{s + \sigma} V,$$

und die Leistung nach §. 478 zu setzen:

$$L = \frac{n}{30} Fs\,(p - q) = \frac{n}{30} \cdot \frac{s}{s + \sigma} V\,(p - q),$$

d. i.:

$$L = \frac{s}{s + \sigma} (p - q)\, Q,$$

oder, aus bekannten Gründen,

$$L = 144 \cdot \frac{s}{s + \sigma} (p - q)\, Q \text{ Fußpfund.}$$

Beispiel. Eine Dampfmaschine ohne Expansion hat bei dem schädlichen Raume $\sigma = 0{,}05\,s$, die Leistung:

$$L = \frac{s}{s + 0{,}05\,s} \cdot 144\,(p - q)\, Q = 0{,}952 . 144\,(p - q)\, Q;$$

also ungefähr um 5 Procent kleiner als ohne schädlichen Raum; wäre also die theoretische Leistung (s. Beispiel §. 478) $L = 50$ Pferdekräfte, so würde sie wegen des schädlichen Raumes auf $50 . 0{,}95 = 47{,}5$ Pferdekräfte herabsinken.

§. 498 Bei den Expansionsmaschinen hat der schädliche Raum einen namhaften Einfluß, da hier bei jedem Kolbenwege das Dampfvolumen $F(s + \sigma)$ in das Dampfvolumen $F(s_1 + \sigma)$ übergeht. Es ist daher auch die Expansionsleistung pr. Kolbenschub, nach der Mariotte'schen Regel

$$A_1 = F\,(s + \sigma)\,p\,Log.nat.\left(\frac{s_1 + \sigma}{s + \sigma}\right) = V p\,Log.nat.\left(\frac{s_1 + \sigma}{s + \sigma}\right).$$

Ueberdies ist die durch den Gegendruck Fq verlorene Arbeit nicht Fsq, sondern $= Fs_1 q = \frac{V s_1}{s + \sigma}\,q$, daher folgt die Gesammtleistung pr. Kolbenschub:

$$A = \frac{s}{s + \sigma} Vp - \frac{s_1}{s + \sigma} Vq + Vp\,Log.nat.\left(\frac{s_1 + \sigma}{s + \sigma}\right)$$

$$= Vp\left[\frac{s}{s + \sigma} - \frac{s_1}{s + \sigma}\,\frac{q}{p} + Log.nat.\left(\frac{s_1 + \sigma}{s + \sigma}\right)\right],$$

also pr. Secunde:

$$L = 144\,Qp\left[\frac{s}{s + \sigma} + Log.nat.\left(\frac{s_1 + \sigma}{s + \sigma}\right) - \frac{s_1}{s + \sigma}\,\frac{q}{p}\right].$$

Legt man die Pambour'sche Theorie zu Grunde, so hat man nach §. 481 die Expansionsleistung pr. Spiel, wenn man $s + \sigma$ statt s und $s_1 + \sigma$ statt s_1 einführt:

$$A_1 = F\,(\beta + p)\,(s + \sigma)\,Log.nat.\left(\frac{s_1 + \sigma}{s + \sigma}\right) - F\beta\,(s_1 - s)$$

$$= V\left[(\beta + p)\,Log.nat.\left(\frac{s_1 + \sigma}{s + \sigma}\right) - \frac{\beta\,(s_1 - s)}{s + \sigma}\right];$$

es ist daher hiernach die Gesammtleistung pr. Kolbenschub:

$$A = \left[\frac{ps}{s + \sigma} - \frac{qs_1}{s + \sigma} + (\beta + p)\,Log.nat.\left(\frac{s_1 + \sigma}{s + \sigma}\right) - \beta\,\frac{(s_1 - s)}{s + \sigma}\right] V$$

$$= \left[\frac{s}{s + \sigma}(\beta + p) + (\beta + p)\,Log.nat.\left(\frac{s_1 + \sigma}{s + \sigma}\right) - \frac{s_1}{s + \sigma}(\beta + q)\right] V$$

$$= (\beta + p)\,V\left[\frac{s}{s + \sigma} + Log.nat.\left(\frac{s_1 + \sigma}{s + \sigma}\right) - \frac{s_1}{s + \sigma}\cdot\frac{\beta + q}{\beta + p}\right];$$

endlich die Leistung pr. Secunde:

$$L = 144\,Q\,(\beta + p)\left[\frac{s}{s + \sigma} + Log.nat.\left(\frac{s_1 + \sigma}{s + \sigma}\right) - \frac{s_1}{s + \sigma}\cdot\frac{\beta + q}{\beta + p}\right]$$

$$= {}^{58}/_{25}\,\frac{\psi\,\alpha}{640 - t_1}\cdot K\left[\frac{s}{s + \sigma} + Log.nat.\left(\frac{s_1 + \sigma}{s + \sigma}\right) - \frac{s_2}{s + \sigma}\cdot\frac{\beta + q}{\beta + p}\right] \text{Fußpfund.}$$

Bei den zweicylindrigen oder Woolf'schen Maschinen hat man zwei schädliche Räume σ und σ_1, den einen im kleinen, den anderen im großen Cylinder, deshalb ist dann auch nach dem Mariotte'schen Gesetze:

$$\frac{p}{p_1} = \frac{F_1\,(s_1 + \sigma_1) + F\sigma}{F\,(s + \sigma) + F_1\,\sigma_1},$$

daher die Leistung pr. Kolbenschub:

$$A = Vp\left[\frac{s}{s+\sigma} - \frac{s_1}{s+\sigma}\cdot\frac{F_1}{F}\cdot\frac{q}{p} + Log.\,nat.\left(\frac{F_1(s_1+\sigma_1)+F\sigma}{F(s+\sigma)+F_1\sigma_1}\right)\right],$$

und die pr. Secunde:

$$L = 144\,Qp\left[\frac{s}{s+\sigma} - \frac{s_1}{s+\sigma}\cdot\frac{F_1}{F}\cdot\frac{q}{p} + Log.\,nat.\left(\frac{F_1(s_1+\sigma_1)+F\sigma}{F(s+\sigma)+F_1\sigma_1}\right)\right].$$

Nach der Pambour'schen Theorie folgt hingegen:

$$L = 144\,Q\,(\beta+p)\left[\frac{s}{s+\sigma} - \frac{s_1}{s+\sigma}\cdot\frac{F_1}{F}\cdot\frac{\beta+q}{\beta+p} + Log.\,nat.\left(\frac{F_1(s_1+\sigma_1)+F\sigma}{F(s+\sigma)+F_1\sigma_1}\right)\right] \text{ Fußpfund.}$$

Beispiel. Wie viel verliert eine eincylindrige Dampfmaschine durch den schädlichen Raum an Leistung, wenn dieser ein Zwanzigstel des Kolbenweges beträgt, wenn ferner die Maschine ohne Condensation und mit Dämpfen von 4 Atmosphären Spannung arbeitet, und wenn man diese bei $^3/_8$ des Kolbenweges absperrt? Ohne schädlichen Raum wäre

$$L = 144\left(1 + Log.\,nat.\,{}^8/_3 - {}^8/_3\cdot\frac{0{,}2922+1}{0{,}2922+4}\right)(\beta+p)\,Q$$

$$= 144\,(1 + 0{,}9808 - 0{,}8028)\,(\beta+p)\,Q = 169{,}6\,(\beta+p)\,Q \text{ Fußpfund,}$$

mit dem schädlichen Raume hingegen, da $\frac{\sigma}{s_1} = {}^1/_{20}$ und $s = {}^3/_8\,s_1$, also:

$$\frac{\sigma}{s} = \frac{8}{3\,.\,20} = {}^2/_{15} \text{ ist,}$$

$$L = 144\left(\frac{15}{15+12} + Log.\,nat.\,\frac{40+2}{15+2} - \frac{40}{17}\cdot\frac{1{,}2922}{4{,}2922}\right)(\beta+p)\,Q$$

$$= 144\,(0{,}8823 + 0{,}9045 - 0{,}7083)\,(\beta+p)\,Q = 155{,}3\,(\beta+p)\,Q;$$

folglich ist der durch den schädlichen Raum herbeigeführte Arbeitsverlust

$$= \frac{169{,}6 - 155{,}3}{169{,}6}\,.\,100 = 8{,}4 \text{ Procent.}$$

§. 499 **Kolbenreibung.** Ein bedeutender Arbeitsverlust erwächst jeder Dampfmaschine aus der Kolbenreibung. Dieselbe ist wie bei den Wassersäulenmaschinen (s. Bd. II, §. 320) in Rechnung zu ziehen. Bei der Breite e der Liderung, beim Kolbendurchmesser d und bei der Spannung p läßt sich die Kraft, mit welcher die Liderung an die Cylinderwand andrückt oder andrücken muß, setzen $= \pi dep$, und folglich die entsprechende Reibung:

$$R = \varphi\,.\,\pi dep.$$

Da nun die Dampfkraft $P = \frac{\pi d^2}{4}\,p$ ist, so hat man das Verhältniß:

$$\frac{R}{P} = \frac{4\,\varphi\,e}{d},$$

und daher den Dampfdruck auf den Kolben durch $1 - \frac{4\varphi e}{d}$ zu multipliciren, um die von der Kolbenwirkung übrig gelassene Bewegungskraft des Kolbens zu erhalten. Hierin ist nach Bd. I, §. 174, und auch in Uebereinstimmung mit den Annahmen Tredgold's für Metallliderung, $\varphi = 0{,}08$ und für Hanfliderung $\varphi = 0{,}15$ zu setzen.

Da während der Expansion die Spannung abnimmt, so würde die Kolbenreibung auch kleiner ausfallen, wenn die Liderung eine autoclave wäre, d. h. wenn dieselbe durch den Dampf an die Cylinderfläche angedrückt würde; da aber dieselbe in der Regel nur durch Federn oder Schrauben angedrückt wird, so müssen wir dieselbe während des ganzen Kolbenspieles constant annehmen. Uebrigens ist auch noch der Gegendruck in Abzug zu bringen, da dem Durchdringen des Dampfes zwischen der Cylinderwand und der Liderung durch diesen Druck entgegengewirkt wird. Es wird demnach durch die Kolbenreibung die Leistung einer Dampfmaschine pr. Spiel um den Werth

$$\frac{4\varphi e}{d} F (p - q) s_1$$

herabgezogen, so daß sich für eine Maschine ohne Expansion, wo $s_1 = s$ ist,

$$L = 144\, Q\, (p - q) \left(1 - \frac{4\varphi e}{d}\right) \text{ Fußpfund,}$$

für eine solche mit Expansion aber:

$$L = 144\, Q p \left[1 + Log.nat.\left(\frac{s_1}{s}\right) - \frac{q}{p_1} - \frac{4\varphi e}{d} \cdot \frac{s_1}{s} \cdot \frac{p - q}{p}\right]$$

$$= 144\, Q p \left[1 + Log.nat.\left(\frac{s_1}{s}\right) - \frac{q}{p_1} - \frac{4\varphi e}{d} \cdot \frac{p - q}{p_1}\right],$$

oder nach Pambour:

$$L = 144\,(\beta + p)\, Q \left[1 + Log.nat\left(\frac{s_1}{s}\right) - \frac{\beta + q}{\beta + p_1} - \frac{4\varphi e}{d} \cdot \frac{s_1}{s} \cdot \frac{p - q}{\beta + p}\right]$$

$$= 144\,(\beta + p)\, Q \left[1 + Log.\, nat.\left(\frac{s_1}{s}\right) - \frac{\beta + q + \frac{4\varphi e}{d}(p - q)}{\beta + p_1}\right]$$

herausstellt.

Hierzu gehört noch die Reibung der Kolbenstange in der Stopfbüchse, welche sich übrigens genau so berechnen läßt, wie die Kolbenreibung. Ist d_1 der Durchmesser dieser Stange und e_1 die Breite der Stopfbüchsenliderung, so hat man diese Reibung:

$$R_1 = \varphi \pi d_1 e_1 (p - q),$$

wo q wieder den Gegendruck bezeichnet; es ist daher bei gleicher Liderung

$$\frac{R_1}{R} = \frac{d_1 e_1}{d e},$$

und man hat folglich die Kolbenreibung um den Theil $\frac{d_1 e_1}{d e}$ zu vergrößern, um beide Reibungen zusammen zu erhalten.

Durch den Querschnitt der Kolbenstange erwächst der Druckfläche ein Verlust, welcher macht, daß die Kraft beim Niedergange des Kolbens kleiner ist als beim Aufgange; da aber der Niedergang diesem Verluste entsprechend weniger Dampf erfordert als der Aufgang, so hat man nicht nöthig, ihn besonders zu beachten, vielmehr sich damit zu begnügen, in der Berechnung der Leistung statt F den Mittelwerth

$$F = \frac{\pi}{4}\left(d^2 - \frac{d_1^2}{2}\right)$$

einzusetzen.

Anmerkung. Die Arbeitsverluste, welche die Steuerung verursacht, sind zu mannigfaltig, als daß sich zur Ermittelung derselben besondere Regeln angeben ließen; meist wird man sich hier mit einer Abschätzung oder oberflächlichen Rechnung begnügen können.

Beispiel. Welche Leistung verliert die in den Beispielen §. 478 und §. 480 behandelte Dampfmaschine durch die Kolbenreibung? Nehmen wir nach §. 320, $\frac{e}{d} = \frac{1}{8}$, sowie $\varphi = 0{,}08$ an, so erhalten wir, da

$$p - q = (3{,}5 - 1) \,.\, 14{,}10 = 35{,}25 \text{ Pfund},$$

und da $d = 1{,}5$ Fuß ist, die Kolbenreibung:

$$R = 0{,}08\,\pi \,.\, \tfrac{1}{8} \,.\, 1{,}5^2 \,.\, 35{,}25 \,.\, 144 = 3{,}24 \,.\, 35{,}25 \,.\, \pi = 359 \text{ Pfund};$$

daher die Arbeit der Reibung pr. Kolbenweg, da dieser $\frac{10}{3}$ Fuß mißt,

$$R s = \tfrac{10}{3} \,.\, 359 = 1197 \text{ Fußpfund},$$

und folglich bei 24 Spielen pr. Minute, der Arbeitsverlust durch die Reibung pr. Secunde

$$R v = 1197 \,.\, \tfrac{24}{30} = 1197 \,.\, \tfrac{4}{5} = 954 \text{ Fußpfund} = 2 \text{ Pferdekräfte}.$$

Da das Beispiel in §. 478 die Leistung 49,8 Pferdekräfte findet, so consumirt hiervon die Reibung $= \frac{2}{49{,}8} \,.\, 100 = 4$ Procent der Leistung.

§. 500 **Maximalleistung.** Um zu vereinfachen, können wir die Kolbenreibung R mit Inbegriff der übrigen Nebenhindernisse als einen Druck Fr ansehen, welcher in Vereinigung mit dem Gegendrucke Fq im Condensator u. s. w. der Bewegung des Kolbens entgegenwirkt, und nun in den obigen Formeln statt q überall $q + r$ einsetzen. Hierbei bezeichnet natürlich r den Theil der Kolbenreibung u. s. w., welcher auf jeden Quadratzoll der Kolbenfläche kommt

$$\text{und} = \frac{R}{F} + \cdots = \frac{4\varphi e}{d}(p - q) + \ldots \text{ zu setzen ist.}$$

Die allgemeinste **Pambour'sche** Leistungsformel für **eincylindrige Expansionsmaschinen** nimmt dann die Form

$$L = 144\ Q(\beta + p)\left[\frac{s}{s+\sigma} + Log.\,nat.\left(\frac{s_1+\sigma}{s+\sigma}\right) + \frac{s_1}{s+\sigma}\cdot\frac{\beta+q+r}{\beta+p}\right]$$

an.

Es ist nun die Frage, wie weit soll man die Expansion treiben, um die **Maximalleistung** bei einer gegebenen Dampfmenge zu erlangen, welches Verhältniß muß man also für $\frac{s_1}{s}$ in Anwendung bringen? Die Expansion bringt gewiß noch Vortheil, so lange sie eine Leistung giebt, welche die Arbeit des Gegendruckes, der Kolbenreibung u. s. w. übertrifft, d. h. so lange die Dampfspannung noch größer ist als der Gegendruck $q + r$; wäre dieselbe aber kleiner als der Gegendruck, so würde natürlich die arbeitende Kraft negativ ausfallen, und die Maschine auf Kosten ihrer Totalleistung in Folge ihrer Trägheit die Expansion noch weiter ausdehnen können. Damit ein solcher Verlust nicht eintrete und gleichwohl von der Dampfkraft der größte Gewinn gezogen werde, ist es nöthig, gerade so weit expandiren zu lassen, daß die Dampfspannung p_1 am Ende des Kolbenspieles dem Gegendrucke $q + r$ gleichkomme. Nun ist aber nach der **Navier'schen** Regel:

$$\frac{s+\sigma}{s_1+\sigma} = \frac{\beta+p_1}{\beta+p};$$

setzen wir daher statt p_1, $q + q_1$, so bekommen wir die Regel:

$$\frac{s+\sigma}{s_1+\sigma} = \frac{\beta+q+r}{\beta+p},$$

oder wenn wir σ vernachlässigen,

$$\frac{s}{s_1} = \frac{\beta+q+r}{\beta+p},$$

oder:

$$\frac{s}{s_1} = \frac{1}{\beta+p} : \frac{1}{\beta+q+r},$$

also, wenn man die den Spannungen p und $q + q_1$ entsprechenden specifischen Dampfvolumina $\frac{\alpha}{\beta+p}$ und $\frac{\alpha}{\beta+q+r}$ durch μ und μ_1 bezeichnet,

$$\frac{s}{s_1} = \frac{\mu}{\mu_1};$$

d. h. die vortheilhafteste Dampfbenutzung findet dann Statt, wenn sich der Kolbenweg vor der Expansion zum ganzen Kolbenwege verhält, wie das specifische Dampfvolumen, welches dem eintre-

tenden Dampfe entspricht, zum Dampfvolumen, welches dem Gegendrucke $q + r$ angehört.

Nimmt man, dem Mariotte'schen Gesetze folgend, $\beta = 0$ an, so erhält man die Regel:

$$\frac{s}{s_1} = \frac{q + r}{p},$$

welche bei bedeutenden Dampfspannungen auf zu kleine Werthe führt.

Beispiel. Wie weit ist die Expansion bei der im Beispiele zu §. 480 und §. 481 behandelten Maschine zu treiben, um von dem Dampfe den größten Gewinn zu ziehen? Es ist hier $p = 3,5 \,.\, 14,10 = 49,35$ Fußpfund, ferner $q = 14,10$, sowie $r = \frac{R}{F} = \frac{359}{254,47} = 1,411$, rechnen wir indessen wegen anderer Verluste das Doppelte, also $r = 2,821$, so bekommen wir:

$$q + r = 16,92.$$

Nun entspricht der Spannung $p = 3,5$ Atmosphären das specifische Dampfvolumen $= 508$ und der Spannung $q + r = 16,92$ Pfund $= 1,2$ Atmosphären das specifische Dampfvolumen $= 1390$; daher ist hier das zweckmäßigste Expansionsverhältniß:

$$\frac{s}{s_1} = \frac{508}{1390} \text{ oder ungefähr } {}^4/_{11},$$

nach der Mariotte'schen Regel hingegen:

$$\frac{s}{s_1} = \frac{1,2}{3,5} \text{ oder ungefähr } \frac{s}{s_1} = {}^{40}/_{117}.$$

§. 501 **Wirkungsgrade der Dampfmaschinen.** Die effectiven Leistungen der Dampfmaschinen lassen sich auch annähernd mit Zuhülfeziehung von Erfahrungscoefficienten, welche sich allerdings bei Maschinen von verschiedenen Größen und verschiedenen Systemen etwas ändern, durch die Formeln für die theoretische Leistung berechnen. Diesen Weg der Berechnung haben besonders Poncelet und Morin eingeschlagen, und der Letztere theilt in seinen Schriften, namentlich in seinem Aide-Mémoire de Mécanique pratique, und in seinen Leçons de Mécanique pratique folgende aus Beobachtungen und Versuchen gezogene Erfahrungszahlen mit.

Für Maschinen ohne Expansion ist die Leistung

$$L_1 = \eta \,.\, 144\, Q\, (p_0 - q_0) \text{ Fußpfund},$$

wo Q das verbrauchte Dampfquantum pr. Secunde, p_0 die Dampfspannung im Kessel und q_0 die im Condensator oder, nach Befinden, die in der freien Luft bezeichnet. Der Erfahrungscoefficient η oder der sogenannte Wirkungsgrad wächst mit der Größe der Maschine, scheint jedoch bei einer gewissen Größe der Maschine ein Maximum zu erreichen; folgende Tabellen enthalten seine vorzüglichsten Werthe.

1) Für Tief- oder Niederdruckmaschinen.

Stärke der Maschine in Pferdekräften.	Wirkungsgrad η bei gutem Zustande der Unterhaltung.	Wirkungsgrad η bei gewöhnlichem Zustande der Unterhaltung.
4 bis 8	0,50	0,42
10 „ 20	0,56	0,47
30 „ 50	0,60	0,54
60 „ 100	0,60	0,54

2) Für Hochdruckmaschinen.

Stärke der Maschine in Pferdekräften.	Wirkungsgrad η bei gutem Zustande der Unterhaltung.	Wirkungsgrad η bei gewöhnlichem Zustande der Unterhaltung.
unter 10	0,50	0,40
10 bis 20	0,55	0,44
20 „ 30	0,60	0,48
30 „ 40	0,65	0,52
40 „ 50	0,70	0,56

Beispiel. Welche Leistung giebt eine Dampfmaschine mit Tiefdruck und ohne Expansion, welche bei einem Kolbenhub von 6 Fuß eine Cylinderweite von $2\frac{1}{2}$ Fuß hat, pr. Minute 18 Spiele macht, übrigens mit Dämpfen von 104° Temperatur gespeist wird und im Condensator eine Temperatur von 35° unterhält? Das pr. Spiel verbrauchte Dampfquantum ist

$$V = \pi \, . \, (5/4)^2 \, . \, 6 = 29,45 \text{ Cubikfuß},$$

und die den Temperaturen 104° und 35° entsprechenden Spannungen sind 1,148 und 0,057 Atmosphären, folglich ist die theoretische Leistung dieser Maschine pr. Kolbenweg:

$$Ps = 144\, V\,(p_0 - q_0) = 144 \, . \, 29,45 \, . \, 14,10\,(1,148 - 0,057)$$
$$= 4240,8 \, . \, 14,10 \, . \, 1,091 = 65236 \text{ Fußpfund},$$

oder, da die Maschine pr. Secunde diesen Weg $\frac{2\,.\,18}{60} = 0,6$mal macht, die theoretische Leistung pr. Secunde

$$L_1 = 0,6 \, . \, 65236 = 39142 \text{ Fußpfund} = 81,5 \text{ Pferdekräfte}.$$

Nehmen wir nun den Wirkungsgrad $\eta = 0{,}60$ an, so bekommen wir die effective Leistung dieser Maschine:

$$L_1 = 0{,}6 \,.\, 41779 = 23985 \text{ Fußpfund} = 48{,}9 \text{ Pferdekräfte.}$$

Das Dampfquantum $Q = 0{,}6 \,.\, 29{,}45 = 17{,}67$ Cubikfuß, welches diese Maschine pr. Secunde verbraucht, wiegt nach der Tabelle in §. 391, bei 1,152 Atmosphären Spannung,

$$Q\gamma = \frac{61{,}75 \,.\, 17{,}67}{1451} = \frac{1166{,}22}{1451} = 0{,}7520 \text{ Pfund},$$

und erfordert, wenn das Speisewasser mit 30° Wärme in den Kessel tritt, annähernd die Wärmemenge

$$W = (640 - 30) \,.\, 0{,}7520 = 610 \,.\, 0{,}7520 = 459 \text{ Calorien.}$$

Wenn nun 1 Pfund Brennmaterial, welches zur Erzeugung dieser Dämpfe angewendet wird, nur $^3/_4 \,.\, 7500 = 5625$ Calorien giebt und bei der Dampferzeugung hiervon nur 0,6 zu Gute gemacht werden, so folgt der nöthige Brennstoffaufwand stündlich

$$= \frac{60 \,.\, 60 \,.\, 459}{0{,}6 \,.\, 5625} = \frac{2752030O}{5625} = 489 \text{ Pfund.}$$

Da nun die Maschine 48,9 Pferdekräfte leistet, so folgt hiernach der Brennmaterialaufwand stündlich und pr. Pferdekraft:

$$K = \frac{489}{48{,}9} = 10 \text{ Pfund.}$$

§. 502 Für Expansionsmaschinen ist ebenso die effective Leistung

$$L_1 = \eta \,.\, 144\, Q p_0 \left(1 + Log.\, nat. \frac{p_0}{p_1} - \frac{q_0}{p_1}\right) \text{Fußpfund}$$

zu setzen, und hierin für $\frac{p_0}{p_1}$ der Werth $\frac{F_1 s_1}{F s}$ einzuführen. Uebrigens bezeichnet natürlich auch hier p_0 die Spannung des Dampfes im Kessel und q_0 die im Condensator. Der Wirkungsgrad η wächst hier ebenfalls mit der Stärke der Maschine. Sein Werth für jede Maschine von gegebener Stärke ist aus folgender Tabelle zu entnehmen.

Stärke der Maschine in Pferdekräften.	Wirkungsgrad η bei gutem Zustande der Unterhaltung.	Wirkungsgrad η bei gewöhnlichem Zustande der Unterhaltung.
4 bis 8	0,33	0,30
10 „ 20	0,42	0,35
20 „ 30	0,47	0,38
30 „ 40	0,49	0,39
40 „ 50	0,57	0,46
50 „ 60	0,62	0,50
60 „ 70	0,66	0,53
70 „ 100	0,76	0,61

Diese Coefficienten sind sowohl bei den ein- als auch bei den zweicylindrigen Expansionsmaschinen anwendbar.

Es versteht sich von selbst, daß diese Coefficienten nur bei mittleren Geschwindigkeiten, mittleren Querschnitten der Dampfleitungen u. s. w. ihre Gültigkeit haben.

Anmerkung. Ueber die Leistungen der Locomotiven und über die der einfachwirkenden Maschinen, welche zum Wasserheben dienen, namentlich über die der Cornwaller Wasserhebungsmaschinen, wird im dritten Theile das Nöthige abgehandelt. Auch findet dann die Theorie der Schiebersteuerung eine ausführliche Behandlung.

Beispiel. Welche Leistung kann man von einer Woolf'schen Expansionsdampfmaschine erwarten, die, wie im Beispiele zu §. 482, die Dimensionen $d = 18$ Zoll, $s = 40$ Zoll, $d_1 = 30$ Zoll und $s_1 = 50$ Zoll hat, welche ferner 24 Spiele pr. Minute macht und im Dampfkessel $3\frac{1}{2}$, dagegen im Condensator $\frac{1}{8}$ Atmosphäre Spannung besitzt? Nach der im angeführten Paragraphen ausgeführten Berechnung ist die theoretische Leistung $L = 148$ Pferdekräfte; setzen wir den Wirkungsgrad $\eta = 0{,}7$, so erhalten wir die effective Leistung der Maschine:

$$L_1 = 0{,}7 \,.\, 148 = 103{,}6 \text{ Pferdekräfte};$$

wofür jedoch der Sicherheit wegen nur 100 Pferdekräfte anzunehmen sein möchten. Das Dampfquantum pr. Secunde ist

$$Q = \frac{24}{30} \cdot (\tfrac{3}{4})^2\, \pi \cdot \frac{40}{12} = \frac{3\pi}{2} = 4{,}7124 \text{ Cubikfuß};$$

dasselbe wiegt $\frac{61{,}75\,.\,4{,}7124}{535} = 0{,}5439$ Pfund, und erfordert $610 \,.\, 0{,}5813 = 354{,}6$ Calorien zu seiner Erzeugung. Wenn nun 1 Pfund Brennstoff bei der Verbrennung 5625 Calorien giebt, und hiervon nur 0,6 zur Wirkung gelangen, so folgt, daß diese Maschine an Brennstoff stündlich $\frac{60\,.\,60\,.\,354{,}6}{0{,}6\,.\,5439} = 391$ Pfund, und folglich pr. Pferdekraft die Brennstoffmenge $K = {}^{391}\!/_{100} = 3{,}91$ Pfund verbraucht.

Pambour's Theorie. Pambour setzt bei seiner Theorie der Dampfmaschinen die Kraft des Dampfkolbens der auf die Kolbenfläche reducirten Last der Maschine gleich und nimmt diese aus drei Theilen bestehend an, nämlich aus der Nutzlast P_1, aus einem constanten Theile R und aus einem veränderlichen, der Nutzlast P_1 proportionalen Theil $\delta\, P_1$ der Nebenlast (vergl. § 140). Es ist also hiernach die mittlere Kolbenkraft: §. 503

$$P = P_1 + R + \delta\, P_1 = P_1\,(1 + \delta) + R,$$

sowie umgekehrt die Nutzlast:

$$P_1 = \frac{P - R}{1 + \delta}.$$

Ferner bezieht dieser Schriftsteller diese Kräfte auf die Einheit der Kolbenfläche

$$F = \frac{\pi d^2}{4},$$

z. B. auf den Quadratzoll, indem er

$$P = Fp.\ P_1 = Fp_1 \text{ und } R = Fr$$

setzt. Hiernach erhält er:

$$p = (1 + \delta)\, p_1 + r,$$

sowie die Nutzlast pr. Quadratzoll Kolbenfläche:

$$p_1 = \frac{p - r}{1 + \delta}.$$

Der der constanten Nebenlast R entsprechende Druckverlust r_1 besteht wieder aus zwei Theilen; aus dem Drucke q, welchen der Kolben auf seiner Gegenfläche durch die Spannung im Condensator oder in der freien Luft wirklich erleidet, und aus dem Theile r, welcher hauptsächlich durch die Kolben- und andere Reibungen verloren geht. Pambour setzt diesen Theil

$$r = \frac{300}{d} \text{ engl. Pfund}$$

auf jeden engl. Quadratfuß; führen wir aber das preußische Maß ein, so erhalten wir diesen Druckverlust pr. Quadratzoll Kolbenfläche:

$$r = \frac{25}{d} \text{ Pfund},$$

wobei der Durchmesser d des Kolbens in Zollen auszudrücken ist. Den Coefficienten δ giebt derselbe $= 0,14$ an, weshalb man hiernach erhält:

$$p = 1,14\, p_1 + q + r,$$

und umgekehrt:

$$p_1 = \frac{p - (q + r)}{1,14} = 0,878\, [p - (q + r)].$$

Es ist daher die Nutzlast einer Dampfmaschine ohne Expansion

$$P_1 = Fp_1 = \frac{F[p - (q + r)]}{1 + \delta} = 0,878\, F[p - (q + r)] \text{ Pfund},$$

und die Nutzleistung:

$$L_1 = P_1\, v = \frac{Fv}{1 + \delta}\, [p - (q + r)]$$
$$= \frac{144\ Q}{1 + \delta}\, [p - (q + r)]$$
$$= 0,878\ .\ 144\ Q\, [p - (q + r)]$$
$$= 126,4\ Q\, [p - (q + r)] \text{ Fußpfund}.$$

Bei den Expansionsmaschinen ist p veränderlich und deshalb nach §. 500

$$L_1 = \frac{144\,Q}{1+\delta}\left[\left(\frac{s}{s+\sigma} + Ln.\,\frac{s_1+\sigma}{s+\sigma}\right)(\beta+p) - \frac{s_1}{s+\sigma}(\beta+q+r)\right]$$

$$= 126{,}4\,Q\left(\left[\frac{s}{s+\sigma} + Ln.\left(\frac{s_1+\sigma}{s+\sigma}\right)\right](\beta+p) - \frac{s_1}{s+\sigma}(\beta+q+r)\right)$$

Fußpfund zu setzen.

Herr Völkers nimmt den Gegendruck pr. Quadratzoll für Maschinen mit Condensation, $q = 2{,}4$ Pfd. und für solche ohne Condensation, $q = 15$ Pfd. an. Uebrigens setzt derselbe die übrige constante Nebenlast

$$r = r_1 + r_2 + r_3 + r_4,$$

indem er unter r_1 die Reibung des Schwungrades, unter r_2 die Reibung des Dampfkolbens, und unter r_3 den Widerstand der Luftpumpe, sowie unter r_4 den Widerstand der Kaltwasserpumpe versteht, und nimmt auf Grund seiner Versuche

1) für Dampfmaschinen ohne Condensation

$$r = 0{,}00033\,\frac{G}{d^2} + \frac{1{,}212}{d},$$

2) für gewöhnliche Dampfmaschinen mit Condensation

$$r = 0{,}00033\,\frac{G}{d^2} + \frac{1{,}212}{d} + 0{,}48 + 0{,}009\,h,$$

3) ferner für Woolf'sche Dampfmaschinen

$$r = 0{,}00024\,\frac{G}{d^2} + \frac{1{,}32}{d} + 0{,}41 + 0{,}008\,h, \text{ und}$$

4) für Corliß-Dampfmaschinen

$$r = 0{,}00033\,\frac{G}{d^2} + \frac{1{,}212}{d} + 0{,}41 + 0{,}008\,h$$

an, wobei das Gewicht G des Schwungrades in Pfunden, ferner der Durchmesser d des Dampfkolbens in Zollen, sowie die Förderhöhe h der Kaltwasserpumpe in Fußen auszudrücken sind, und r die constante Nebenlast in Pfunden pr. Quadratzoll Kolbenfläche angiebt.

Beispiel. Die in den Beispielen zu §. 481 und §. 482 berechnete eincylindrige Expansionsmaschine hat nach Morin, da die theoretische Leistung $L = 33{,}5$ Pferdekräfte gefunden wurde und deshalb $\eta = 0{,}50$ anzunehmen ist, die effective Leistung $L_1 = 0{,}50 \,.\, 33{,}5 = 16{,}25$ Pferdekräfte. Nach der Pambour'schen Theorie ist, wenn man $\sigma = \frac{1}{20}\,s_1$, $r = \frac{25}{18} = 1{,}39$ und die Spannung p im Dampfcylinder um 10 Procent kleiner als im Kessel annimmt, also $p = 0{,}9 \,.\, p_0 = 0{,}9 \,.\, 3{,}5 \,.\, 14{,}10 = 44{,}415$ Pfund, und dagegen beim Austritt des Dampfes die Spannung im Dampfcylinder um 10 Procent größer als im Condensator, also $q = 1{,}1\,q_0 = 1{,}1 \,.\, 14{,}10 = 15{,}51$ Pfund setzt, die effective Leistung

$$L_1 = 0{,}878 \,.\, 271{,}44\left(\left[\frac{0{,}4}{0{,}4+0{,}05} + Log.\,nat.\left(\frac{1{,}05}{0{,}45}\right)\right] .\, 48{,}53 - \frac{21{,}02}{0{,}45}\right)$$

$$= 238{,}3\,[(0{,}8888 + 0{,}8473) \,.\, 48{,}53 - 46{,}71]$$

$$= 238{,}3\,(1{,}7361 \,.\, 48{,}53 - 46{,}71) = 238{,}3\,(84{,}25 - 46{,}71)$$

$$= 238{,}3 \,.\, 37{,}54 = 8946 \text{ Fußpfund} = 18{,}6 \text{ Pferdekräfte,}$$

also um 14,5 Procent größer, als nach Morin. Bei Annahme einer größeren Spannungsdifferenz würden die Resultate einander näher gekommen sein.

§. 504 **Leistungsformeln nach der Pambour'schen Theorie.** Führt man statt des Dampfquantums Q die entsprechende Speisewassermenge M ein, setzt man also

$$Q = \frac{\alpha M}{\beta + p},$$

so erhält man die Leistungsformel:

$$L_1 = \frac{144\,\alpha}{1+\delta} M \left[\frac{s}{s+\sigma} + Ln.\left(\frac{s_1+\sigma}{s+\sigma}\right) - \frac{s_1}{s+\sigma}\cdot\frac{\beta+q+r}{\beta+p}\right],$$

oder:

$$L_1 = \frac{144}{1+\delta}\left(\left[\frac{s}{s+\sigma} + Ln.\left(\frac{s_1+\sigma}{s+\sigma}\right)\right]\alpha M - \frac{s_1}{s+\sigma}(\beta+q+r)\,Q\right),$$

und es ist hiernach zur Berechnung der Leistung einer Dampfmaschine die Dampfspannung p im Cylinder gar nicht nöthig.

Noch hat man $Q = \frac{n}{30} F(s+\sigma)$ und $v = \frac{n}{30} s_1$, daher läßt sich auch

$$Q = \frac{v}{s_1} F(s+\sigma) = \frac{s+\sigma}{s_1} F v$$

einführen, so daß sich ergiebt:

$$1)\quad L_1 = \frac{144}{1+\delta}\left(\left[\frac{s}{s+\sigma} + Ln.\left(\frac{s_1+\sigma}{s+\sigma}\right)\right]\alpha M - (\beta+q+r)Fv\right) \text{ Fußpfd.}$$

Mittels dieser Formel läßt sich also die Leistung der Maschine vorzüglich aus dem Verdampfungsvermögen des Dampfkessels oder aus der Wassermenge M berechnen, welche durch denselben pr. Secunde in Dampf verwandelt wird.

Setzt man noch

$$M = \frac{\psi K}{61{,}75\,(640 - t_1)},$$

wobei ψ die Wärmemenge pr. Pfund Brennstoff bezeichnet, so erhält man die Leistung ausgedrückt durch den Brennmaterialaufwand K, nämlich:

$$2)\quad L_1 = \frac{144}{1+\delta}\left(\left[\frac{s}{s+\sigma} + Ln.\left(\frac{s_1+\sigma}{s+\sigma}\right)\right]\frac{\alpha\,\psi\,K}{61{,}75(640-t_1)} - (\beta+q+r)Fv\right)$$

Fußpfund.

Herr Völker nennt das Verhältniß $\frac{L_1}{M\gamma}$ der Nutzleistung L_1 zur Dampfmenge, $M\gamma = \frac{Q\gamma}{\mu}$ das Güteverhältniß der Dampfmaschine.

Dieses Verhältniß ist dem Obigen zu Folge:

$$\frac{L_1}{M\gamma} = \frac{144}{1+\delta} \cdot \frac{\alpha}{\gamma} \left[\frac{s}{s+\sigma} + Ln. \left(\frac{s_1+\sigma}{s+\sigma}\right) - \frac{s_1}{s+\sigma} \cdot \frac{\beta+q+r}{\beta+p}\right],$$

und wächst mit der Dampfspannung p und mit dem Expansionsverhältniß

$$\varepsilon = \frac{s_1}{s}.$$

Uebrigens giebt Pambour keine Regel zur Bestimmung der Dampfspannung p_0 im Kessel; um dieselbe aus M und Q oder mittels der Formel

$$p = \frac{\alpha M}{Q} - \beta$$

zu berechnen, bleibt nichts übrig, als die Spannungsverluste durch Versuche zu ermitteln und diese zu der Spannung p im Cylinder zu addiren.

Herr Völker setzt auf Grund seiner Versuche den Spannungsverlust bei ganz geöffneter Dampfklappe, $p_0 - p = 0{,}031 \frac{Fv}{F_1}$ Pfund, wobei F den Querschnitt des Dampfkolbens, F_1 den der Dampfcanäle und v die Geschwindigkeit des ersteren in Fußen bezeichnen.

Hat man so die Spannung p_0 im Kessel bestimmt, so erhält man das entsprechende Dampfvolumen, unter dieser Spannung gemessen:

$$Q_0 = \left(\frac{\beta+p}{\beta+p_0}\right) Q,$$

während das Dampfquantum, gemessen unter dem mittleren Druck im Cylinder

$$Q = \frac{s+\sigma}{s_1} Fv$$

zu setzen ist.

Um durch Versuche den Factor r der constanten Nebenlast zu finden, vermindert man die Spannung p des Dampfes im Kessel soweit bis sie eben noch hinreicht, die unbelastete Maschine in Bewegung zu setzen. Dann ist die Nutzleistung der Maschine = Null, also

$$\frac{s_1}{s+\sigma}(\beta+q+r) = \left[\frac{s}{s+\sigma} + Ln. \left(\frac{s_1+\sigma}{s+\sigma}\right)\right](\beta+p_m),$$

wenn p_m die entsprechende Dampfspannung bezeichnet, und daher das gesuchte Maß der constanten Nebenlast

$$r = \left[\frac{s}{s_1} + \frac{s+\sigma}{s_1} Ln. \left(\frac{s_1+\sigma}{s+\sigma}\right)\right](\beta+p_m) - (\beta+q).$$

Um dagegen den Factor $1+\delta$ der variablen Nebenlast zu ermit-

teln, vergrößere man bei ganz geöffneter Dampfklappe die Last nach und nach so viel bis die Maschine zum Stillstand kommt, und beobachte die hierbei stattfindende Dampfspannung p_n.

Es ist dann zu setzen:

$$p^n = \frac{L_1}{Fv} = \frac{30}{n s_1}\frac{L_1}{F} = \frac{s+\sigma}{s_1}\frac{L_1}{144\,Q}$$

$$= \frac{1}{1+\delta}\left(\left[\frac{s}{s+\sigma} + Ln.\left(\frac{s_1+\sigma}{s+\sigma}\right)\right](\beta+p_n)\frac{s+\sigma}{s_1} - (\beta+q+r)\right),$$

und daher der gesuchte Factor

$$1+\delta = \frac{1}{p_n}\left(\left[s+(s+\sigma)\,Ln.\left(\frac{s_1+\sigma}{s+\sigma}\right)\right]\frac{\beta+p_n}{s_1} - (\beta+q+r)\right).$$

Beispiele. 1) Welche Leistung ist von einer Hochdruckmaschine zu erwarten, deren Kessel stündlich 20 Cubikfuß Wasser in Dampf verwandelt, und deren Treibcylinder $1^3/_4$ Fuß Durchmesser hat, die ferner pr. Minute 24 fünffüßige Spiele macht, bei $^1/_4$ des ganzen Kolbenweges schon absperrt und im Condensator eine Spannung von $^1/_{10}$ Atmosphäre erhält? Nach der Leistungsformel 1) ist

$$L_1 = 126{,}4\left(\left(\tfrac{5}{6} + Ln\,\tfrac{7}{2}\right)\cdot\frac{31053\,.\,20}{60\,.\,60} - \left(4{,}120+1{,}410+\tfrac{25}{21}\right)\left(\tfrac{7}{8}\right)^2.\pi\cdot\frac{24\,.\,2\,.\,5}{60}\right)$$

$$= 126{,}4\left((0{,}8333 + 1{,}2528)\cdot\frac{31053}{180} - 6{,}720\cdot\frac{49}{16}\,\pi\right)$$

$$= 126{,}4\left(\frac{2{,}0861\,.\,31053}{180} - 6{,}720\,.\,3{,}0625\,\pi\right)$$

$= 126{,}4\,(359{,}9 - 64{,}6) = 126{,}4\,.\,295{,}3 = 37326$ Fußpfd. $= 77^3/_4$ Pferdekräfte.

Die Spannung des Dampfes im Kessel bleibt hierbei unbekannt, die im Cylinder aber ist vor der Expansion, da das pr. Secunde im Cylinder verbrauchte Dampfvolum

$$Q = \frac{s+\sigma}{s_1}\,Fv = 0{,}3\cdot\frac{49\,\pi}{16} = 2{,}886 \text{ Cubikfuß}$$

beträgt,

$$p = \frac{\alpha M}{Q} - \beta$$

$$= \frac{28961}{180\,.\,2{,}886} - 4{,}120 = 55{,}750 - 4{,}120 = 51{,}630 \text{ Pfund.}$$

2) Welche Wassermenge muß die letzte Maschine pr. Secunde in Dampf verwandeln, damit sie eine mittlere Kolbenkraft von 7500 Pfund ausübe? Da

$$v = \frac{24\,.\,2\,.\,5}{60} = 4 \text{ Fuß}$$

ist, so hat man die geforderte Leistung:

$$L_1 = 4\,.\,7500 = 30000 \text{ Fußpfund.}$$

Setzen wir daher in der Formel

$$M = \frac{1{,}14\,L_1 + 144\,(\beta+q+r)\,Fv}{144\cdot\alpha\left[\frac{s}{s+\sigma} + Ln.\left(\frac{s_1+\sigma}{s+\sigma}\right)\right]} \text{ Cubikfuß}$$

statt L_1 diesen Werth ein, so erhalten wir mit Beibehaltung der übrigen Werthe die gesuchte Wassermenge pr. Secunde:

$$M = \frac{1,14 \,.\, 30000 + 144 \,.\, 64,6}{144 \,.\, 28961 \,.\, 2,0861} = \frac{34200 + 9302}{28961 \,.\, 300,39} = 0,005001 \text{ Cubikfuß},$$

also stündlich $= 3600 \,.\, 0,005001 = 18$ Cubikfuß.

Anordnung einer Dampfmaschine. Nachdem wir im Vorstehenden die vorzüglichsten Regeln zur Berechnung der Leistung einer Dampfmaschine abgehandelt haben, bleibt uns nur noch übrig, die Auflösung der umgekehrten Aufgabe zu zeigen, nämlich Regeln mitzutheilen, nach welchen die Hauptdimensionen einer Dampfmaschine von gegebener Leistung zu berechnen sind. §. 505

Das erste der zu bestimmenden Elemente ist das Dampfquantum. Dasselbe ergiebt sich auch durch Umkehrung der Leistungsformel unmittelbar. Legen wir die Morin-Poncelet'sche Theorie zu Grunde, setzen wir also die Nutzleistung

$$\text{I.} \quad L_1 = \eta \,.\, 144 \; Q \; p_0 \left(1 + Ln. \frac{F_1 s_1}{F s} - \frac{q_0}{p_1}\right) \text{ Fußpfund},$$

so erhalten wir hiernach das Dampfquantum:

$$\text{II.} \quad Q = \frac{L_1}{\eta \,.\, 144 p_0 \left(1 + Ln. \frac{F_1 s_1}{F s} - \frac{q_0}{p_1}\right)} \text{ Cubikfuß},$$

wenn außer der Leistung L_1 nur noch die Spannungen p_0 und q_0, das Expansionsverhältniß

$$\varepsilon = \frac{F_1 s_1}{F s}$$

gegeben sind und der Wirkungsgrad η bekannt ist. In der Regel nehmen die Maschinenbauer η selbst noch etwas kleiner an, als die Versuche gegeben haben, weshalb die effectiven Leistungen meist noch größer ausfallen, als die nominellen.

Den oben (§. 501 und §. 502) angegebenen, sowie auch vielen anderen Versuchsresultaten zufolge, läßt sich annehmen, daß der Wirkungsgrad einer Dampfmaschine mit der Stärke der Maschine wachse, und sich hierbei einem gewissen Grenzwerthe immer mehr und mehr nähere. Deshalb läßt sich derselbe auch

$$\eta = \frac{L_1}{L} = \frac{\mu \sqrt{L}}{1 + \nu \sqrt{L}}$$

setzen, wobei μ und ν aus den Versuchsresultaten berechnete Coefficienten bezeichnen und L die theoretische Leistung in Pferdekräften ausdrückt.

1) Bei Watt'schen oder Niederdruckdampfmaschinen ist mit ziemlicher Sicherheit für $L = 4$ Pferdekräfte, $\eta = 0,40$ und für $L = 100$ Pferdekräfte, $\eta = 0,50$ zu setzen, daher folgt hier:

$$0{,}4 = \frac{2\mu}{1 + 2\nu} \text{ und } 0{,}5 = \frac{10\mu}{1 + 10\nu},$$

oder:

$$\mu = 0{,}2 + 0{,}4\,\nu \text{ und } = 0{,}05 + 0{,}5\,\nu,$$

so daß sich nun

$$\nu = 1{,}5 \text{ und } \mu = 0{,}8,$$

also der Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{0{,}8\sqrt{L}}{1 + 1{,}5\sqrt{L}}$$

ergiebt.

Hiernach ist für

$L =$	1	4	9	16	25	36	49	64	81	100	114	225 Pferdekräfte.
$\eta =$	0,32	0,40	0,44	0,46	0,47	0,48	0,49	0,495	0,49	0,50	0,51	0,51

2) Bei Woolf'schen oder Mitteldruckdampfmaschinen mit zwei Cylindern ist nach Morin

für $L = 4$, $\eta = 0{,}30$ und für $L = 100$ Pferdekräfte, $\eta = 0{,}566$, wonach sich allgemein

$$\eta = \frac{0{,}255\sqrt{L}}{1 + 0{,}351\sqrt{L}}$$

berechnet, und folgt für

$L =$	1	4	9	16	25	36	49	64	81	100	144	225 Pferdekräfte
$\eta =$	0,19	0,30	0,37	0,42	0,46	0,49	0,52	0,54	0,55	0,565	0,585	0,61

3) Bei Hochdruckmaschinen mit Condensation hat man ferner

für $L = 4$, $\eta = 0{,}34$ und für $L = 100$, $\eta = 0{,}465$;

wonach allgemein

$$\eta = \frac{0{,}506\sqrt{L}}{1 + 0{,}988\sqrt{L}}$$

ist, und sich ergiebt für

$L =$	1	4	9	16	25	36	49	64	81	100	144	225 Pferdekräfte
$\eta =$	0,25	0,34	0,38	0,41	0,43	0,44	0,45	0,45	0,46	0,465	0,47	0,48

4) Bei Hochdruckmaschinen ohne Condensation hat man endlich für $L = 4$, $\eta = 0{,}35$ und für $L = 100$, $\eta = 0{,}517$, wonach allgemein

$$\eta = \frac{0{,}433 \sqrt{L}}{1 + 0{,}738 \sqrt{L}}$$

ist, und sich ergiebt für

$L =$	1	4	9	16	25	36	49	64	81	100	144	225 Pferdekräfte
$\eta =$	0,25	0,35	0,39	0,43	0,46	0,48	0,49	0,50	0,51	0,515	0,525	0,535

Ist das Dampfquantum Q gegeben, oder hat man es mit Hülfe der Formel II. des vorigen Paragraphen berechnet, so kommt es nun darauf an, die mittlere Kolbengeschwindigkeit v zu kennen, und hierauf die nöthige Größe F der Kolbenfläche zu bestimmen. §. 506

Um einen sanften Gang der Maschine zu erzielen, und um die Nebenhindernisse, zumal die Spannungsverluste, in den Dampfleitungen möglichst herabzuziehen, läßt man die Dampfmaschinen nur mit einer mäßigen Geschwindigkeit gehen. Nach Watt's Vorschrift soll die mittlere Kolbengeschwindigkeit $3^1/_2$ Fuß, und zwar 3 Fuß bei kleinen, und 4 Fuß bei großen Maschinen, betragen. Das Wachsen der Geschwindigkeit mit der Stärke der Maschine gewährt den Vortheil, daß stärkere Dampfmaschinen verhältnißmäßig kleinere Dimensionen, kleinere Schwungräder u. s. w. erfordern, als schwache Maschinen. Die Watt'sche Scala der Kolbengeschwindigkeiten v ist folgende:

$L_1 =$	4 bis 8	8 bis 15	15 bis 25	25 bis 40	40 bis 60	60 bis 100 Pferdekräfte
$v =$	34	37	40	43	46	50 Zoll
$=$	2,83	3,08	3,33	3,58	3,83	4,17 Fuß.

Da jedenfalls diese mittlere Kolbengeschwindigkeit eine gewisse Grenze hat, so kann man wieder

$$v = \frac{\mu \sqrt{L_1}}{1 + \nu \sqrt{L_1}}$$

setzen, wo μ und ν noch zu ermittelnde Zahlenwerthe bezeichnen.

Für $L_1 = 4$, ist $v = 32$ Zoll, und für $L_1 = 100$, $v = 50$ Zoll, also

$$0{,}34 = \frac{2\mu}{1 + 2\nu} \text{ und } 0{,}50 = \frac{10\mu}{1 + 10\nu}$$

gesetzt, folgt für Niederdruck- oder Watt'sche Dampfmaschinen:

$$\text{I a.)}\ v = \frac{42,5\ \sqrt{L_1}}{1 + 0,75\ \sqrt{L_1}}\ \text{Zoll.}$$

Setzt man in dieser Formel $L_1 = \infty$, so giebt sie den größten Werth der mittleren Kolbengeschwindigkeit:

$$v = \frac{42,5}{0,75} = 57\ \text{Zoll} = 4,75\ \text{Fuß.}$$

Uebrigens berechnet sich nach dieser Formel folgende Scala:

$L_1 =$	1	4	9	16	25	36	49	64	81	100	144	225 Pferdekräfte
$v =$	24	34	39	42,5	45	46	47	48	49	50	51	52 Zoll
	2,00	2,83	3,25	3,54	3,75	3,83	3,92	4,00	4,08	4,17	4,25	4,33 Fuß

Die Mittel- und Hochdruckmaschinen läßt man nicht selten mit größeren Geschwindigkeiten arbeiten; hier ist

für $L_1 = 4$, $v = 40$ und für $L_1 = 100$, $v = 56$ Zoll

zu setzen, wonach nun

$$\text{I b.)}\ v = \frac{56\ \sqrt{L_1}}{1 + 0,9\sqrt{L_1}}$$

folgt und sich daher der Maximalwerth

$$v = \frac{56}{0,9} = 62\ \text{Zoll} = 5,17\ \text{Fuß}$$

ergiebt.

In der Praxis sieht man eine mittlere Kolbengeschwindigkeit von 6 Fuß als die äußerste und bei Balanciermaschinen sogar nicht zulässige Geschwindigkeit an.

Mittels dieser Formel berechnet sich folgende Geschwindigkeitsscala:

$L_1 =$	1	4	9	16	25	36	49	64	81	100	144	225 Pferdekräfte
$v =$	30	40	46	49	51	53	54	55	55,5	56	57	58 Zoll
	2,50	3,33	3,83	4,08	4,25	4,42	4,50	4,57	4,62	4,67	4,75	4,83 Fuß

Die in der letzten Tabelle enthaltenen Geschwindigkeitswerthe sind eigentlich nur die Maxima derselben, da in den meisten Fällen die Geschwindigkeiten der Mittel- und Hochdruckmaschinen zwischen den von beiden Tabellen enthaltenen Werthen mitten inne liegen. Nach Morin sollen sogar die

Hochdruckmaschinen dieselben Geschwindigkeiten erhalten wie die Niederdruckmaschinen.

Aus dem Dampfquantum Q und der mittleren Kolbengeschwindigkeit v folgt nun mittels des Ausdehnungsverhältnisses $\varepsilon = \frac{s_1}{s}$ oder genauer $\varepsilon = \frac{s_1 + \sigma}{s + \sigma}$, die Kolbenfläche:

$$\text{II.)}\ F = \varepsilon\, \frac{144\, Q}{v} \text{ Quadratzoll,}$$

und hieraus die Cylinderweite:

$$\text{III.)}\ d = \sqrt{\frac{4\,F}{\pi}} = 1{,}128\,\sqrt{F} = 13{,}54\sqrt{\frac{\varepsilon\, Q}{v}} \text{ Zoll.}$$

Dimensionen der Dampfmaschinen. Um ferner den Hub- oder Kolbenweg, sowie die übrigen Elemente einer Dampfmaschine zu berechnen, ist es nöthig, die Anzahl n der Kolbenspiele pr. Minute zu kennen. Bei den bestehenden Maschinen ist diese Anzahl zwischen 16 und 38 enthalten; es findet also in Betreff dieser Zahl eine große Mannigfaltigkeit nicht Statt. Nach Morin ist die erforderliche Anzahl (n) der Kolbenspiele: §. 507

	Bei der effectiven Stärke der Dampfmaschine von					
	4—8	8—15	15—25	25—40	40—60	60—100
	Pferdekräften					
1) für Watt'sche Maschinen . . .	28	25	22	20	18	16
2) für Woolf'sche Maschinen . .	30	27	25	23	21	19
3) für eincylindrige Hochdruckmaschinen mit Condensation:						
a. ohne Balancier	38	34	30	28	26	25
b. mit Balancier oder oscillirendem Cylinder	30	25	22	19	17	16
4) für Hochdruckmaschinen ohne Condensation	38	34	30	28	26	24

Hat man aus der vorstehenden Tabelle die angemessene Anzahl n der Spiele pr. Minute entnommen, so kann man nun auch mittels der Formeln

$$s_1 = \frac{30\, v}{n}$$

und

$$s = \frac{s_1}{\varepsilon} = \frac{30\,v}{\varepsilon\, n}$$

sowohl den ganzen Hub s_1 als auch den Hub s im Augenblicke der Absperrung des Dampfes berechnen.

Da das Verhältniß $\frac{s_1}{d}$ des ganzen Kolbenhubes s_1 zu dem Kolbendurchmesser d bei den stationären Dampfmaschinen mittlerer Größe meist innerhalb der Grenzen 2 und $2^3/_4$ enthalten ist, und diese Grenzen nur bei sehr kleinen und bei sehr großen stationären Maschinen etwas überschritten werden, so ist es angemessener, die verschiedenen Werthe von $\frac{s_1}{d}$ bei verschiedenen Maschinensystemen und verschiedenen Durchmessern im Voraus zu berechnen, und hiernach den Kolbenschub s_1 selbst, sowie die Anzahl der Spiele

$$n = \frac{30\,v}{s}$$

zu bestimmen.

Die Anzahl der Spiele ist bei starken Maschinen kleiner als bei schwachen; es erhalten aus diesem Grunde die ersteren verhältnißmäßig kleinere Kolbenschübe als die letzteren, und es ist deshalb angemessen

$$\frac{s_1}{d} = \frac{\varphi}{1 + \varphi d}$$

zu setzen.

1) Bei den Watt'schen oder Tiefdruckmaschinen hat man gewöhnlich

$$\text{für } d = 12 \text{ Zoll}, \frac{s_1}{d} = 2{,}7 \text{ und}$$

$$\text{für } d = 48 \text{ Zoll}, \frac{s_1}{d} = 2{,}0;$$

wonach das Verhältniß des Kolbenhubes zum Kolbendurchmesser

$$\frac{s_1}{d} = \frac{3{,}058}{1 + 0{,}01106\, d} \text{ folgt, und für}$$

$d =$	6	12	18	24	30	36	42	48	54	60 Zoll
$\frac{s_1}{d} =$	2,87	2,70	2,56	2,42	2,30	2,19	2,09	2,00	1,91	1,84

ist.

2) Bei Woolf'schen oder doppelcylindrigen Mitteldruckmaschinen kann man dasselbe Verhältniß in Anwendung bringen, nur ist hier

$$\frac{s_1}{d_1} = \frac{3,058}{1 + 0,01106\,d_1}$$

zu setzen, und unter s_1 und d_1 der Hub und Durchmesser des Kolbens im großen Cylinder zu verstehen.

3) Bei Hochdruckmaschinen mit Condensation ist zu unterscheiden, ob dieselben mit oder ohne einen Balancier arbeiten. Die Maschinen ohne Balancier können mehr Spiele machen als die mit Balancier, und erhalten deshalb einen kleineren Hub als diese.

a) Bei Hochdruckmaschinen ohne Balancier hat man

für $d = 12$ Zoll, $\frac{s_1}{d} = 2,50$ und

für $d = 36$ Zoll, $\frac{s_1}{d} = 1,75$,

wonach allgemein das Verhältniß des Kolbenhubes zum Kolbendurchmesser

$$\frac{s_1}{d} = \frac{3,182}{1 + 0,02273\,d}$$ folgt, und für

$d =$	6	12	18	24	30	36	42	48	54	60 Zoll
$\frac{s_1}{d} =$	2,80	2,50	2,25	2,06	1,89	1,75	1,63	1,52	1,43	1,35

ist.

b) Bei Hochdruckmaschinen mit Balancier hat man

für $d = 12$ Zoll, $\frac{s_1}{d} = 3,25$ und

für $d = 36$ Zoll, $\frac{s_1}{d} = 2,70$;

wonach allgemein das Verhältniß des Kolbenhubes zum Kolbendurchmesser

$$\frac{s_1}{d} = \frac{3,618}{1 + 0,00945\,d}$$ folgt und für

$d =$	6	12	18	24	30	36	42	48	54	60 Zoll
$\frac{s_1}{d} =$	3,42	3,25	3,09	2,95	2,82	2,70	2,59	2,49	2,40	2,31

ist.

4) Die Hochdruckmaschinen ohne Condensation erfordern bei gleicher Leistung einen im Mittel um 8 Procent größeren Kolbendurchmesser,

als die Maschinen mit Condensation; da nun aber für beide Maschinen der Hub $s_1 = \frac{30\,v}{n}$ einer und derselbe ist, so folgt, daß für diese Maschinen das Verhältniß $\frac{s_1}{d}$ kleiner ausfallen muß als für die Dampfmaschinen mit Condensation von gleicher Leistung. Deshalb ist

a) für Maschinen ohne Condensation und ohne Balancier:

$$\frac{s_1}{d} = \frac{3,182\,(1 - 0,08)}{1 + 0,02273\,(1 - 0,08)\,d} = \frac{2,927}{1 + 0,02091\,d},$$ und für

$d =$	6	12	18	24	30	36	42	48	54	60 Zoll
$\frac{s_1}{d} =$	2,60	2,34	2,13	1,95	1,80	1,67	1,56	1,46	1,37	1,30

Endlich ist

b. bei Hochdruckmaschinen ohne Condensation und mit Balancier:

$$\frac{s_1}{d} = \frac{3,618\,(1 - 0,08)}{1 + 0,00945\,(1 - 0,08)\,d} = \frac{3,3285}{1 + 0,00869\,d},$$

wonach für

$d =$	6	12	18	24	30	36	42	48	54	60 Zoll
$\frac{s_1}{d} =$	3,16	3,01	2,88	2,76	2,64	2,54	2,44	2,35	2,27	2,19

folgt.

§. 508 Bei einer Maschine ohne Expansion ist natürlich $s = s_1$; bei einer zweicylindrigen oder Woolf'schen Maschine ist aber der Kolbenhub s_1 im großen oder Expansionscylinder vom Kolbenhube s im kleinen Cylinder zu unterscheiden. Bei Balanciermaschinen stellt oder legt man die Cylinder nicht neben, sondern hinter einander, so daß der kleine Cylinder der Axe des Balanciers näher zu stehen kommt als der große Cylinder, und s ungefähr nur $^3/_4\, s_1$ ausfällt. Es ist also stets das Verhältniß $v = \frac{s_1}{s}$ zwischen s und s_1 als gegeben anzusehen, und nur das Verhältniß zwischen F und F_1 zu finden. Eine im vorigen Paragraphen gegebene Regel dient zur Bestimmung der Geschwindigkeit v des Kolbens im großen Cylinder, und die folgende Formel zur Berechnung der Fläche F des Kolbens im kleinen Cylinder. Da das Expansionsverhältniß

$$\varepsilon = \frac{F_1 s_1}{F s}$$

als gegeben anzusehen ist, so folgt die Fläche F_1 des großen Kolbens:

$$\text{IV.)}\ F_1 = \varepsilon \frac{F s}{s_1} = \frac{\varepsilon}{v} F,$$

und der Durchmesser der größeren Kolbenfläche:

$$\text{V.)}\ d_1 = 1{,}128 \sqrt{\frac{\varepsilon F}{v}}.$$

Wenn, wie nicht selten, auch im kleinen Cylinder eine gewisse Expansion des Dampfes statthat, wobei der Dampf am Ende des Kolbenweges s_0 abgesperrt wird, so hat man das Expansionsverhältniß

$$\varepsilon = \frac{F_1 s_1}{F s_0}$$

zu setzen, oder, wenn man noch das Expansionsverhältniß des Dampfes im kleinen Cylinder durch ε_0 bezeichnet, also $s = \varepsilon_0 s_0$ setzt,

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \frac{F_1 s_1}{F s}.$$

Hiernach ist nun die kleine Kolbenfläche F und deren Durchmesser d durch die Formeln

$$\text{IV a.)}\ F = \varepsilon_0 \frac{144\, Q}{v} \text{ Quadratzoll,}$$

$$\text{V a.)}\ d = \sqrt{\frac{4 F}{\pi}} = 1{,}128 \sqrt{F} = 13{,}54 \sqrt{\frac{\varepsilon_0 Q}{v}} \text{ Zoll,}$$

sowie die große Kolbenfläche F_1 und deren Durchmesser d_1 durch die Ausdrücke

$$\text{IV b.)}\ F_1 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \frac{F s}{s_1} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \frac{F}{v} = \frac{\varepsilon}{v} \frac{144\, Q}{v} \text{ Quadratzoll und}$$

$$\text{V b.)}\ d_1 = \sqrt{\frac{4 F_1}{\pi}} = 1{,}128 \sqrt{F_1} = 13{,}54 \sqrt{\frac{\varepsilon Q}{v v}} \text{ Zoll}$$

bestimmt.

Hat man nun aus der Tabelle in §. 507 die angemessene Anzahl n der Spiele entnommen, so berechnen sich endlich die Kolbenschube s_1 und s mittels der Formeln

$$\text{VI a.)}\ s = \frac{30\, v}{n}$$

und

$$\text{VII a.)}\ s_1 = v s = v \frac{30\, v}{n}.$$

Auch kann man mittels der (in §. 507) berechneten Verhältnißzahlen

$$\frac{s_1}{d_1} = \frac{\varphi}{1 + \varphi d}$$

diese Kolbenschübe s_1 und s unmittelbar bestimmen, indem man

$$\text{VI b.)} \quad s_1 = \frac{s_1}{d_1} \cdot s$$

und

$$\text{VII b.)} \quad s = \frac{s_1}{\nu} = \frac{30\,v}{\nu n}$$

setzt.

Beispiel. Man will eine Woolf'sche Dampfmaschine von 25 Pferdekräften Nutzleistung construiren, und soll nun die hierbei anzuwendenden Verhältnisse angeben. Nehmen wir $p_0 = 3{,}6$, $p_1 = 0{,}6$ und $q_0 = 0{,}1$ Atmosphäre, sowie $\varepsilon_0 = \frac{3}{2}$ an, so erhalten wir das Expansionsverhältniß:

$$\varepsilon = \frac{F_1 s_1}{F s_0} = \frac{3{,}6}{0{,}6} = 6,$$

und das fragliche Dampfquantum pr. Secunde, da hier $\eta = 0{,}48$ zu setzen ist,

$$Q = \frac{25 \,.\, 480}{0{,}48 \,.\, 144 \,.\, 3{,}6 \,.\, 14{,}10 \left(1 + Ln.\, 6 - \frac{0{,}1}{0{,}6}\right)}$$

$$= \frac{12000}{3509\,(1 + 1{,}7918 - 0{,}1666)} = \frac{12000}{3509 \,.\, 2{,}6252} = 1{,}303 \text{ Cubikfuß.}$$

Setzen wir die Geschwindigkeit des großen Kolbens:

$$v_1 = 48 \text{ Zoll} = 4 \text{ Fuß},$$

so folgt die des kleinen Kolbens:

$$v = \frac{s}{s_1} v_1 \frac{v}{\nu} = \frac{3}{4}\, v_1 = 36 \text{ Zoll} = 3 \text{ Fuß},$$

daher der Inhalt dieses Kolbens:

$$F = \varepsilon_0 \,.\, \frac{144\, Q}{v} = \frac{3}{2} \,.\, \frac{1{,}303}{3} = 0{,}6515 \text{ Quadratfuß} = 93{,}8 \text{ Quadratzoll},$$

und der Durchmesser desselben:

$$d = 1{,}128 \sqrt{93{,}8} = 10{,}92 \text{ Zoll}.$$

Ferner ist der Inhalt der großen Kolbenfläche:

$$F_1 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \frac{F}{\nu} = \frac{6}{\frac{3}{2}} \cdot \frac{0{,}6515}{\frac{4}{3}} = 3 \,.\, 0{,}6515 = 1{,}9545 \text{ Quadratfuß}$$

$$= 312{,}7 \text{ Quadratzoll},$$

und daher der Durchmesser desselben:

$$d_1 = 1{,}128 \sqrt{312{,}7} = 19{,}95 \text{ Zoll, also nahe } 20 \text{ Zoll}.$$

Nimmt man $\frac{s_1}{d_1} = 2{,}40$ an (s. Tabelle in §. 507), so erhält man den Hub des großen Kolbens:

$$s_1 = 2{,}40 \,.\, 20 = 48 \text{ Zoll} = 4 \text{ Fuß},$$

folglich den des kleinen Kolbens:

$$s = \frac{s_1}{\nu} = \frac{3}{4} \, . \, 48 = 36 \text{ Zoll} = 3 \text{ Fuß},$$

und endlich die Anzahl der Spiele der Maschine pr. Minute:

$$n = \frac{30\, v_1}{s_1} = \frac{30\, v}{s} = \frac{30 \, . \, 4}{4} = 30.$$

Injectionswassermenge. Bei den Maschinen mit Condensation erfordert der Condensator mit seinen Pumpen eine besondere Berechnung. Zunächst ist die Injectionswassermenge M_1 zu ermitteln. §. 509

Aus dem zu condensirenden Dampfquantum Q Cubikfuß oder

$$61{,}75\, M = \frac{61{,}75\, Q}{\mu} = \frac{61{,}75}{27238}\,(1{,}637 + p)\, Q = \frac{(1{,}637 + p)\, Q}{441} \text{ Pfd.},$$

sowie aus der Temperatur t_0 des Injectionswassers und aus der Temperatur t_2 im Inneren des Condensators folgt nach der Regel von Watt u. s. w. für das Quantum M_1 des Wassers, indem man die Wärmemenge

$$61{,}75\, M_1\, (t_2 - t_0),$$

welche M_1 bei der Condensation in sich aufnimmt, gleich setzt der Wärmemenge

$$61{,}75\, M\, (640 - t_2),$$

welche der Dampf bei der Umsetzung in Wasser von t_2 Wärme verliert, die Gleichung: $(t_2 - t_0)\, M_1 = (640 - t_2)\, M$,

daher ist:

$$M_1 = \left(\frac{640 - t_2}{t_2 - t_0}\right) M = \left(\frac{640 - t_2}{t_2 - t_0}\right) \frac{Q}{\mu} \text{ Cubikfuß}.$$

Nach Regnault (s. §. 380) hat man

$$(t_2 - t_0)\, M_1 = (606{,}5 + 0{,}305\, t - t_2)\, M$$

zu setzen, weil hiernach die Gesammtwärme des Dampfes von t^0 Temperatur $606{,}5 + 0{,}305\, t$ ist, also Dampf von t^0 Wärme $606{,}5 + 0{,}305\, t$ Wärmeeinheiten zu seiner Bildung aus kaltem Wasser erfordert. Es ist also hiernach das zur Condensation nöthige Wasserquantum:

$$M_1 = \left(\frac{606{,}5 + 0{,}305\, t - t_2}{t_2 - t_0}\right) M,$$

oder das Verhältniß des Injectionswasserquantums zum Speisewasserquantum:

$$\frac{M_1}{M} = \frac{606{,}5 + 0{,}305\, t - t_2}{t_2 - t_0}.$$

Nimmt man die Temperatur des Injectionswassers $= 12^0$ und die im Condensator $= 35^0$ an, so erhält man durch die erste Regel das Verhältniß:

$$\frac{M_1}{M} = \frac{640 - 35}{35 - 12} = \frac{605}{23} = 26{,}3;$$

Auch kann man mittels der 105° setzt,

$$35 = \frac{603,5}{23} = 26,2;$$

diese Kolbenschübe

aber die Differenz bei Mitteldruckmaschinen heraus.

und $p = 4$ Atmosphären an, und führen wir die entsprechende $t = 144°$ ein, so erhalten wir nach der zweiten Formel:

$$\frac{M_1}{M} = \frac{606,5 + 43,9 - 35}{35 - 12} = \frac{615,4}{23} = 26,8;$$

setzt. während die erste Formel wieder

$$\frac{M_1}{M} = 26,3$$

giebt. Da hiernach die Condensationswassermenge über 26mal so groß ausfällt als das Speisewasserquantum, so läßt sich ermessen, daß die Anwendung von Condensationsmaschinen nicht überall möglich ist.

§. 510 **Kaltwasserpumpe und Speisepumpe.** Aus dem Injections- oder Kaltwasserquantum M_1 kann man nun auch die Dimensionen der dieses Wasser liefernden Kaltwasserpumpe berechnen. Es ist

$$M_1 = \left(\frac{640 - t_2}{t_2 - t_0}\right) M = \left(\frac{640 - t_2}{t_2 - t_0}\right) \frac{Q}{\mu};$$

setzen wir nun $\frac{640 - t_2}{t_2 - t_0} = 26$ und für Tiefdruck $\mu = 1390$, dagegen für den Mitteldruck $p = 4$ Atmosphären, $\mu = 448$, so erhalten wir das Injectionswasserquantum für Maschinen mit Nieder- oder Tiefdruck:

$$M_1 = \frac{26\,Q}{1390} = 0,0187\,Q,$$

und dagegen für Mitteldruckmaschinen mit 4 Atmosphären Dampfdruck:

$$M_1 = \frac{26\,Q}{448} = 0,0580\,Q.$$

Wenn die Kaltwasserpumpe einfachwirkend ist, so läßt sich das Product V_1 aus der Fläche und dem Wege des Kolbens dieser Pumpe gleichsetzen dem pr. Spiel von dieser Pumpe gehobenen Wasserquantum. Vergleichen wir nun dieses Wasserquantum mit dem Volumen $2\,V = 2\,Fs$ des pr. Spiel verbrauchten Dampfquantums, setzen wir also

$$\frac{V_1}{2\,V} = \frac{M_1}{Q} = \frac{M_1}{\mu M},$$

so erhalten wir

$$\frac{V_1}{V} = \frac{2\,M_1}{\mu\,M} = \frac{2\,(640 - t_2)}{\mu\,(t_2 - t_0)} = 0{,}0375 \text{ für Niederdruck,}$$

$$= 0{,}1160 \text{ für Mitteldruck.}$$

Da aber immer etwas Wasser zurückfällt, muß man bei V_1 mindestens 10 Procent zusetzen, also bei Tiefdruckmaschinen den Fassungsraum der Kaltwasserpumpe

$$V_1 = 0{,}041\,V$$

machen.

Nach Watt ist

$$V_1 = {}^1/_{24}\,V,$$

und nach Anderen sogar

$$V_1 = {}^1/_{18}\,V$$

in Anwendung zu bringen.

Bei den Dampfmaschinen mit Mitteldruck ist, wenn man ebenfalls 10 Procent zusetzt,

$$V_1 = 0{,}128\,V.$$

In der Regel nimmt man auch wirklich $V_1 = {}^1/_8$ bis ${}^1/_6$ des Cylinderraumes V, welcher mit frischem Dampf angefüllt wird.

Aus dem Speisewasserquantum $M = \frac{Q}{\mu}$ ergiebt sich sehr leicht der Fassungsraum V_2 der Speisepumpe, oder das Product aus der Fläche und dem Wege des Kolbens dieser Pumpe. Jedenfalls ist

$$\frac{V_2}{2\,V} = \frac{M}{Q} = \frac{1}{\mu},$$

daher der Fassungsraum der Speisepumpe:

$$V_2 = \frac{2}{\mu}\,V.$$

Für Tiefdruckmaschinen mit 1,2 Atmosphären Spannung, wo $\mu = 1390$ zu setzen ist, hat man daher

$$V_2 = {}^2/_{1390}\,V = \frac{V}{695} = 0{,}00144\,V,$$

dagegen für Maschinen mit 4 Atmosphären Spannung, wo $\mu = 448$ anzunehmen ist,

$$V_2 = {}^2/_{448}\,V = \frac{V}{224} = 0{,}00446\,V.$$

Um nach Bedürfniß schnell speisen lassen zu können, macht man aber diesen Raum drei- bis sechsmal so groß, als diese Formeln angeben.

§. 511 **Luft- und Warmwasserpumpe.** Die Luft- und Warmwasserpumpe muß, da sie das aus dem Dampfe und aus dem Injectionswasser

als die Maschinen mit Condensation; da nun aber für beide Maschinen der Hub $s_1 = \frac{30\,v}{n}$ einer und derselbe ist, so folgt, daß für diese Maschinen das Verhältniß $\frac{s_1}{d}$ kleiner ausfallen muß als für die Dampfmaschinen mit Condensation von gleicher Leistung. Deshalb ist

a) für Maschinen ohne Condensation und ohne Balancier:

$\frac{s_1}{d} = \frac{3,182\,(1 - 0,08)}{1 + 0,02273\,(1 - 0,08)\,d} = \frac{2,927}{1 + 0,02091\,d}$, und für

$d =$	6	12	18	24	30	36	42	48	54	60 Zoll
$\frac{s_1}{d} =$	2,60	2,34	2,13	1,95	1,80	1,67	1,56	1,46	1,37	1,30

Endlich ist

b. bei Hochdruckmaschinen ohne Condensation und mit Balancier:

$\frac{s_1}{d} = \frac{3,618\,(1 - 0,08)}{1 + 0,00945\,(1 - 0,08)\,d} = \frac{3,3285}{1 + 0,00869\,d}$,

wonach für

$d =$	6	12	18	24	30	36	42	48	54	60 Zoll
$\frac{s_1}{d} =$	3,16	3,01	2,88	2,76	2,64	2,54	2,44	2,35	2,27	2,19

folgt.

§. 508 Bei einer Maschine ohne Expansion ist natürlich $s = s_1$; bei einer zweicylindrigen oder Woolf'schen Maschine ist aber der Kolbenhub s_1 im großen oder Expansionscylinder vom Kolbenhube s im kleinen Cylinder zu unterscheiden. Bei Balanciermaschinen stellt oder legt man die Cylinder nicht neben, sondern hinter einander, so daß der kleine Cylinder der Axe des Balanciers näher zu stehen kommt als der große Cylinder, und s ungefähr nur $^3/_4\,s_1$ ausfällt. Es ist also stets das Verhältniß $\nu = \frac{s_1}{s}$ zwischen s und s_1 als gegeben anzusehen, und nur das Verhältniß zwischen F und F_1 zu finden. Eine im vorigen Paragraphen gegebene Regel dient zur Bestimmung der Geschwindigkeit v des Kolbens im großen Cylinder, und die folgende Formel zur Berechnung der Fläche F des Kolbens im kleinen Cylinder. Da das Expansionsverhältniß

$$\varepsilon = \frac{F_1 s_1}{F s}$$

als gegeben anzusehen ist, so folgt die Fläche F_1 des großen Kolbens:

$$\text{IV.)}\ F_1 = \varepsilon \frac{F s}{s_1} = \frac{\varepsilon}{v} F,$$

und der Durchmesser der größeren Kolbenfläche:

$$\text{V.)}\ d_1 = 1{,}128 \sqrt{\frac{\varepsilon F}{v}}.$$

Wenn, wie nicht selten, auch im kleinen Cylinder eine gewisse Expansion des Dampfes statthat, wobei der Dampf am Ende des Kolbenweges s_0 abgesperrt wird, so hat man das Expansionsverhältniß

$$\varepsilon = \frac{F_1 s_1}{F s_0}$$

zu setzen, oder, wenn man noch das Expansionsverhältniß des Dampfes im kleinen Cylinder durch ε_0 bezeichnet, also $s = \varepsilon_0 s_0$ setzt,

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \frac{F_1 s_1}{F s}.$$

Hiernach ist nun die kleine Kolbenfläche F und deren Durchmesser d durch die Formeln

$$\text{IV a.)}\ F = \varepsilon_0 \frac{144\, Q}{v} \text{ Quadratzoll,}$$

$$\text{V a.)}\ d = \sqrt{\frac{4 F}{\pi}} = 1{,}128 \sqrt{F} = 13{,}54 \sqrt{\frac{\varepsilon_0 Q}{v}} \text{ Zoll,}$$

sowie die große Kolbenfläche F_1 und deren Durchmesser d_1 durch die Ausdrücke

$$\text{IV b.)}\ F_1 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \frac{F s}{s_1} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \frac{F}{v} = \frac{\varepsilon}{v} \frac{144\, Q}{v} \text{ Quadratzoll und}$$

$$\text{V b.)}\ d_1 = \sqrt{\frac{4 F_1}{\pi}} = 1{,}128 \sqrt{F_1} = 13{,}54 \sqrt{\frac{\varepsilon Q}{v v}} \text{ Zoll}$$

bestimmt.

Hat man nun aus der Tabelle in §. 507 die angemessene Anzahl n der Spiele entnommen, so berechnen sich endlich die Kolbenschube s_1 und s mittels der Formeln

$$\text{VI a.)}\ s = \frac{30\, v}{n}$$

und

$$\text{VII a.)}\ s_1 = v s = v \frac{30\, v}{n}.$$

Auch kann man mittels der (in §. 507) berechneten Verhältnißzahlen

$$\frac{s_1}{d_1} = \frac{\varphi}{1 + \varphi d}$$

diese Kolbenschübe s_1 und s unmittelbar bestimmen, indem man

$$\text{VI b.)} \quad s_1 = \frac{s_1}{d_1} \cdot s$$

und

$$\text{VII b.)} \quad s = \frac{s_1}{v} = \frac{30\,v}{v\,n}$$

setzt.

Beispiel. Man will eine Woolf'sche Dampfmaschine von 25 Pferdekräften Nutzleistung construiren, und soll nun die hierbei anzuwendenden Verhältnisse angeben. Nehmen wir $p_0 = 3{,}6$, $p_1 = 0{,}6$ und $q_0 = 0{,}1$ Atmosphäre, sowie $\varepsilon_0 = {}^3/_2$ an, so erhalten wir das Expansionsverhältniß:

$$\varepsilon = \frac{F_1 s_1}{F s_0} = \frac{3{,}6}{0{,}6} = 6,$$

und das fragliche Dampfquantum pr. Secunde, da hier $\eta = 0{,}48$ zu setzen ist,

$$Q = \frac{25 \,.\, 480}{0{,}48 \,.\, 144 \,.\, 3{,}6 \,.\, 14{,}10 \left(1 + Ln.\, 6 - \frac{0{,}1}{0{,}6}\right)}$$

$$= \frac{12000}{3509\,(1 + 1{,}7918 - 0{,}1666)} = \frac{12000}{3509 \,.\, 2{,}6252} = 1{,}303 \text{ Cubikfuß.}$$

Setzen wir die Geschwindigkeit des großen Kolbens:

$$v_1 = 48 \text{ Zoll} = 4 \text{ Fuß},$$

so folgt die des kleinen Kolbens:

$$v = \frac{s}{s_1}\, v_1\, \frac{v}{\nu} = {}^3/_4\, v_1 = 36 \text{ Zoll} = 3 \text{ Fuß},$$

daher der Inhalt dieses Kolbens:

$$F = \varepsilon_0 \,.\, \frac{144\,Q}{v} = {}^3/_2 \,.\, \frac{1{,}303}{3} = 0{,}6515 \text{ Quadratfuß} = 93{,}8 \text{ Quadratzoll},$$

und der Durchmesser desselben:

$$d = 1{,}128\,\sqrt{93{,}8} = 10{,}92 \text{ Zoll}.$$

Ferner ist der Inhalt der großen Kolbenfläche:

$$F_1 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\, \frac{F}{\nu} = \frac{6}{{}^3/_2} \cdot \frac{0{,}6515}{{}^4/_3} = 3 \,.\, 0{,}6515 = 1{,}9545 \text{ Quadratfuß}$$

$$= 312{,}7 \text{ Quadratzoll},$$

und daher der Durchmesser desselben:

$$d_1 = 1{,}128\,\sqrt{3127} = 19{,}95 \text{ Zoll, also nahe } 20 \text{ Zoll}.$$

Nimmt man $\frac{s_1}{d_1} = 2{,}40$ an (s. Tabelle in §. 507), so erhält man den Hub des großen Kolbens:

$$s_1 = 2{,}40 \,.\, 20 = 48 \text{ Zoll} = 4 \text{ Fuß},$$

folglich den des kleinen Kolbens:

$$s = \frac{s_1}{\nu} = \frac{3}{4} \,.\, 48 = 36 \text{ Zoll} = 3 \text{ Fuß},$$

und endlich die Anzahl der Spiele der Maschine pr. Minute:

$$n = \frac{30\, v_1}{s_1} = \frac{30\, v}{s} = \frac{30 \,.\, 4}{4} = 30.$$

Injectionswassermenge. Bei den Maschinen mit Condensation §. 509
erfordert der Condensator mit seinen Pumpen eine besondere Berechnung. Zunächst ist die Injectionswassermenge M_1 zu ermitteln.

Aus dem zu condensirenden Dampfquantum Q Cubikfuß oder

$$61{,}75\, M = \frac{61{,}75\, Q}{\mu} = \frac{61{,}75}{27238}\,(1{,}637 + p)\, Q = \frac{(1{,}637 + p)\, Q}{441} \text{ Pfd.},$$

sowie aus der Temperatur t_0 des Injectionswassers und aus der Temperatur t_2 im Inneren des Condensators folgt nach der Regel von Watt u. s. w. für das Quantum M_1 des Wassers, indem man die Wärmemenge

$$61{,}75\, M_1\, (t_2 - t_0),$$

welche M_1 bei der Condensation in sich aufnimmt, gleich setzt der Wärmemenge

$$61{,}75\, M\, (640 - t_2),$$

welche der Dampf bei der Umsetzung in Wasser von t_2 Wärme verliert, die Gleichung: $(t_2 - t_0)\, M_1 = (640 - t_2)\, M$,
daher ist:

$$M_1 = \left(\frac{640 - t_2}{t_2 - t_0}\right) M = \left(\frac{640 - t_2}{t_2 - t_0}\right) \frac{Q}{\mu} \text{ Cubikfuß}.$$

Nach Regnault (s. §. 380) hat man

$$(t_2 - t_0)\, M_1 = (606{,}5 + 0{,}305\, t - t_2)\, M$$

zu setzen, weil hiernach die Gesammtwärme des Dampfes von t^0 Temperatur $606{,}5 + 0{,}305\, t$ ist, also Dampf von t^0 Wärme $606{,}5 + 0{,}305\, t$ Wärmeeinheiten zu seiner Bildung aus kaltem Wasser erfordert. Es ist also hiernach das zur Condensation nöthige Wasserquantum:

$$M_1 = \left(\frac{606{,}5 + 0{,}305\, t - t_2}{t_2 - t_0}\right) M,$$

oder das Verhältniß des Injectionswasserquantums zum Speisewasserquantum:

$$\frac{M_1}{M} = \frac{606{,}5 + 0{,}305\, t - t_2}{t_2 - t_0}.$$

Nimmt man die Temperatur des Injectionswassers $= 12^0$ und die im Condensator $= 35^0$ an, so erhält man durch die erste Regel das Verhältniß:

$$\frac{M_1}{M} = \frac{640 - 35}{35 - 12} = \frac{605}{23} = 26{,}3;$$

und durch die zweite, wenn man $t = 105^0$ setzt,

$$\frac{M_1}{M} = \frac{606,5 + 32 - 35}{35 - 12} = \frac{603,5}{23} = 26,2;$$

also sehr unbedeutend weniger.

Etwas größer stellt sich aber die Differenz bei Mitteldruckmaschinen heraus. Nehmen wir z. B. $p = 4$ Atmosphären an, und führen wir die entsprechende Temperatur $t = 144^0$ ein, so erhalten wir nach der zweiten Formel:

$$\frac{M_1}{M} = \frac{606,5 + 43,9 - 35}{35 - 12} = \frac{615,4}{23} = 26,8;$$

während die erste Formel wieder

$$\frac{M_1}{M} = 26,3$$

giebt.

Da hiernach die Condensationswassermenge über 26mal so groß ausfällt als das Speisewasserquantum, so läßt sich ermessen, daß die Anwendung von Condensationsmaschinen nicht überall möglich ist.

§. 510 **Kaltwasserpumpe und Speisepumpe.** Aus dem Injections- oder Kaltwasserquantum M_1 kann man nun auch die Dimensionen der dieses Wasser liefernden Kaltwasserpumpe berechnen. Es ist

$$M_1 = \left(\frac{640 - t_2}{t_2 - t_0}\right) M = \left(\frac{640 - t_2}{t_2 - t_0}\right) \frac{Q}{\mu};$$

setzen wir nun $\frac{640 - t_2}{t_2 - t_0} = 26$ und für Tiefdruck $\mu = 1390$, dagegen für den Mitteldruck $p = 4$ Atmosphären, $\mu = 448$, so erhalten wir das Injectionswasserquantum für Maschinen mit Nieder- oder Tiefdruck:

$$M_1 = \frac{26\,Q}{1390} = 0,0187\,Q,$$

und dagegen für Mitteldruckmaschinen mit 4 Atmosphären Dampfdruck:

$$M_1 = \frac{26\,Q}{448} = 0,0580\,Q.$$

Wenn die Kaltwasserpumpe einfachwirkend ist, so läßt sich das Product V_1 aus der Fläche und dem Wege des Kolbens dieser Pumpe gleichsetzen dem pr. Spiel von dieser Pumpe gehobenen Wasserquantum. Vergleichen wir nun dieses Wasserquantum mit dem Volumen $2\,V = 2\,Fs$ des pr. Spiel verbrauchten Dampfquantums, setzen wir also

$$\frac{V_1}{2\,V} = \frac{M_1}{Q} = \frac{M_1}{\mu\,M},$$

so erhalten wir

$$\frac{V_1}{V} = \frac{2\,M_1}{\mu\,M} = \frac{2\,(640 - t_2)}{\mu\,(t_2 - t_0)} = 0{,}0375 \text{ für Niederdruck,}$$

und

$$= 0{,}1160 \text{ für Mitteldruck.}$$

Da aber immer etwas Wasser zurückfällt, muß man bei V_1 mindestens 10 Procent zusetzen, also bei Tiefdruckmaschinen den Fassungsraum der Kaltwasserpumpe

$$V_1 = 0{,}041\ V$$

machen.

Nach Watt ist

$$V_1 = {}^1/_{24}\ V,$$

und nach Anderen sogar

$$V_1 = {}^1/_{18}\ V$$

in Anwendung zu bringen.

Bei den Dampfmaschinen mit Mitteldruck ist, wenn man ebenfalls 10 Procent zusetzt,

$$V_1 = 0{,}128\ V.$$

In der Regel nimmt man auch wirklich $V_1 = {}^1/_8$ bis ${}^1/_6$ des Cylinderraumes V, welcher mit frischem Dampf angefüllt wird.

Aus dem Speisewasserquantum $M = \frac{Q}{\mu}$ ergiebt sich sehr leicht der Fassungsraum V_2 der Speisepumpe, oder das Product aus der Fläche und dem Wege des Kolbens dieser Pumpe. Jedenfalls ist

$$\frac{V_2}{2\,V} = \frac{M}{Q} = \frac{1}{\mu},$$

daher der Fassungsraum der Speisepumpe:

$$V_2 = \frac{2}{\mu}\ V.$$

Für Tiefdruckmaschinen mit 1,2 Atmosphären Spannung, wo $\mu = 1390$ zu setzen ist, hat man daher

$$V_2 = {}^2/_{1390}\ V = \frac{V}{695} = 0{,}00144\ V,$$

dagegen für Maschinen mit 4 Atmosphären Spannung, wo $\mu = 448$ anzunehmen ist,

$$V_2 = {}^2/_{448}\ V = \frac{V}{224} = 0{,}00446\ V.$$

Um nach Bedürfniß schnell speisen lassen zu können, macht man aber diesen Raum drei- bis sechsmal so groß, als diese Formeln angeben.

Luft- und Warmwasserpumpe. Die Luft- und Warmwasserpumpe muß, da sie das aus dem Dampfe und aus dem Injectionswasser §. 511

sich bildende warme Wasser nebst dem übrigbleibenden Dampfe von etwa $^1/_{10}$ Atmosphäre Spannung und der sich aus dem Wasser entwickelnden Luft fortzuschaffen hat, eine gewisse Größe haben. Das pr. Secunde fortzuschaffende Wasserquantum ist $M + M_1$, oder ungefähr 28 M. Da aber das Injectionswasser ungefähr $^1/_{14}$ seines Volumens an Luft enthält, und diese im Condensator aus der Spannung von 1 Atmosphäre in die von $^1/_{10}$ Atmosphäre, sowie aus der Temperatur von 12° in die von 35° übergeht, so nimmt dieses Luftquantum im Condensator den

$^{10}/_{14}\,[1 + 0{,}00367\,(35 - 12)] = {^5/_7}\,(1 + 0{,}00367\,.\,23) = 0{,}775$sten Theil von dem Raume des Wassers ein; da ferner diese Luft mit Dampf von gleicher Temperatur und Spannung gemengt ist, so findet sich auch ein fast gleiches Volumen Dampf vor (s. §. 394), und es ist deshalb das pr. Secunde durch die Luftpumpe fortzuschaffende Wasser-, Luft- und Dampfvolumen

$$= M + M_1\,(1 + 2\,.\,0{,}775) = M + 2{,}55\,M_1,$$

oder ungefähr

$$= (1 + 2{,}55\,.\,26)\,M = 67\,M.$$

Bezeichnen wir nun den Raum, welchen der Kolben der Luftpumpe bei einem Aufgange durchläuft, durch V_3, so erhalten wir wie oben, indem wir setzen:

$$\frac{V_3}{2\,V} = \frac{67\,M}{Q},$$

den Fassungsraum der Luft- und Warmwasserpumpe:

$$V_3 = \frac{134}{\mu}\,.\,V.$$

Bei Tiefdruckmaschinen, wo $\mu = 1390$ ist, hat man demnach:

$$V_3 = {^{134}/_{1390}}\,V = {^1/_{10}}\,V;$$

bei Maschinen von 4 Atmosphären Spannung, wo $\mu = 448$ gesetzt werden kann, ist dagegen

$$V_3 = {^{134}/_{448}}\,Q = {^3/_{10}}\,V.$$

Nach Watt soll man der Sicherheit wegen diesen Fassungsraum verdoppeln. Bei den Watt'schen Maschinen ist übrigens der Hub der Luftpumpe $= {^1/_2}$ von dem des Dampfkolbens und der Durchmesser derselben $= {^2/_3}$ von dem des Dampfkolbens, folglich hat man hier

$$V_3 = {^1/_2}\,.\,({^2/_3})^2\,V = {^2/_9}\,V,$$

also reichlich das Doppelte von dem theoretisch bestimmten Werthe.

Was endlich den Condensator selbst anlangt, so giebt man diesem den Fassungsraum

$$V_4 = \frac{V}{4} \text{ bis } \frac{V}{3}.$$

Dimensionen der Dampfmaschinen. Aus dem Dampfquantum $V = Fs$ ergeben sich auch noch die Dimensionen der übrigen Theile einer Dampfmaschine. Um den Querschnitt der Dampfleitung $= \frac{1}{25}$ der Kolbenfläche zu erhalten, macht man die Weite derselben, $d_1 = \frac{1}{5}$ des Kolbendurchmessers d. Bei Maschinen mit Hochdruck und wenig Expansion, wie z. B. bei Locomotiven, soll dieses Querschnittverhältniß wie bei dem Austragerohr, sogar $\frac{2}{25}$ sein, weshalb man hier die Weite $d_1 = \frac{2}{7} d$ macht. §. 512

Ferner hängen noch die Hauptdimensionen der Kessel- und Feuerungsanlage von dem Dampfquantum Q oder der Wärmemenge W ab. Die allgemeinen Regeln, nach welchen dieselben berechnet werden müssen, sind schon §. 404 u. s. w. mitgetheilt worden, weshalb hier nur nöthig ist, das Wesentlichste hervorzuheben.

Den Fassungsraum des Dampfkessels macht man 15- bis 20mal so groß als das Wasserquantum 3600 W, welches der Kessel in jeder Stunde verdampft; es ist also hiernach dieser Raum $= 54000\ W$ bis $72000\ W$ und es kommen hiervon (s. §. 405) 0,4 auf den Dampf- und 0,6 auf den Wasserraum. Das Hauptelement eines Dampfkessels ist natürlich die Heiz- oder Erwärmungsfläche. Wir haben schon oben (§. 404) angegeben, daß man auf einen Quadratfuß Erwärmungsfläche stündlich 4 Pfund Dampf rechnen kann. Legt man diese Regel zu Grunde, so hat man für W Cubikfuß stündlich in Dampf zu verwandelndes Wasser die nöthige Erwärmungsfläche:

$$F = \frac{66}{4} \cdot 3600\ W = 32400\ W \text{ Quadratfuß.}$$

Nach den Versuchen von Wicksteed ist die Wassermenge, welche 1 Quadratfuß Erwärmungsfläche stündlich verdampft, bei Kofferkesseln in Cornwall

$$= 0{,}09 \text{ Cubikfuß} = 5{,}94 \text{ Pfund};$$

dagegen bei den Cornwaller Cylinderkesseln mit innerer Heizung, wo eine sehr langsame Verbrennung statthat, nur

$$= 0{,}0143 \text{ Cubikfuß} = 0{,}94 \text{ Pfund}.$$

Bei den Dampfschiff- und Dampfwagenkesseln findet eine viel lebhaftere Verbrennung Statt; hier ist das Dampfquantum zwei- bis dreimal so groß als das der gewöhnlichen Dampfkessel stehende Maschinen bei gleicher Heizfläche.

Was endlich noch den Brennmaterialaufwand anlangt, welcher zur Verdampfung der Wassermenge $M = \frac{Q}{\mu}$ nöthig ist, so hängt allerdings dieser auch von der Güte dieses Materials ab. Nach den Versuchen von Wicksteed, sowie nach vielfältigen neueren Versuchen giebt 1 Pfund gute englische Steinkohle 7 bis 8 Pfund Dampf; umgekehrt erfordern daher $M\gamma$ Pfund Dampf:

$$K = \frac{M\gamma}{8} \text{ bis } \frac{M\gamma}{7} \text{ Pfund gute Steinkohle.}$$

Bei Watt'schen Maschinen ohne Expansion rechnet man stündlich auf jede Pferdekraft 10 bis 13 Pfund gute Steinkohle, bei Maschinen mit Hochdruck und ohne Condensation aber nur 8 bis 11 Pfund, bei solchen mit Condensation 5 bis 7 Pfund, und endlich bei Hochdruckmaschinen ohne Expansion und ohne Condensation sogar 17 bis 20 Pfund Kohle.

Anmerkung. Mehrere specielle Angaben, Regeln über Dampfmaschinenanlagen u. s. w. enthält der „Ingenieur".

Von den zu den Dampfmaschinen gehörigen Maschinentheilen: der Krummzapfen, das Schwungrad, der Centrifugalregulator u. s. w., wird im dritten Theile dieses Werkes gehandelt. Ebenso findet hier die Theorie der Steuerung insbesondere der Schiebersteuerung einen Platz.

Anhang.

§. 513 **Princip der calorischen Maschinen.** Wenn ein Luftquantum V durch Ausdehnung von der Pressung p in die Pressung p_1 versetzt wird, ohne daß die Temperatur eine andere wird, so verrichtet dasselbe die mechanische Arbeit:

$$L = Vp\, Ln. \left(\frac{p_1}{p}\right)$$

(s. Bd. I, §. 388).

Wird aber dieses Luftvolumen bei unveränderter Spannung durch Erwärmung in V_1 umgeändert, z. B. in $2\,V$, also verdoppelt, so geht dadurch die Arbeitsfähigkeit desselben in

$$L_1 = V_1 p\, Ln. \left(\frac{p_1}{p}\right),$$

also im angenommenen speciellen Falle in

$$L_1 = 2\,Vp\, Ln. \left(\frac{p_1}{p}\right)$$

über, fällt also dann doppelt so groß aus als vor der Erwärmung.

Allgemein ist die durch die Vergrößerung des Luftvolumens um $V_1 - V$ hervorgebrachte Vergrößerung der Arbeitsfähigkeit

$$L_1 - L = (V_1 - V)\, p\, Ln. \left(\frac{p_1}{p}\right).$$

Ist t die anfängliche Temperatur und t_1 die Temperatur der Luft nach der Erhitzung, so hat man:

$$\frac{V_1}{V} = \frac{1 + \delta t_1}{1 + \delta t} \text{ (s. Bd. I, §. 392)},$$

daher:

$$\delta t_1 = (1 + \delta t) \frac{V_1}{V} - 1,$$

und die Temperaturerhöhung:

$$t_1 - t = \frac{(V_1 - V)(1 + \delta t)}{\delta V}.$$

Ist ferner die specifische Wärme der Luft bei gleichem Drucke:

$$\omega = \varkappa \omega_1 = 1{,}41 . 0{,}2375 = 0{,}335,$$

so folgt der zu dieser Temperaturerhöhung nöthige Aufwand an Wärme:

$$W = \omega (t_1 - t) V\gamma = 0{,}335 . (V_1 - V) \left(\frac{1 + \delta t}{\delta}\right) \gamma,$$

wobei noch γ die Dichtigkeit der gegebenen Luftmenge V bezeichnet.

Setzen wir endlich noch das mechanische Aequivalent der Wärme 1351 Fußpfund (s. §. 379), so erhalten wir hiernach das Verhältniß des durch die angegebene Temperaturerhöhung erlangten Gewinnes an Arbeitsvermögen zum entsprechenden Wärmeaufwand:

$$\eta = \frac{A_1 - A}{1351\, W} = \frac{(V_1 - V)\, p\, Ln. \left(\frac{p_1}{p}\right)}{0{,}335 . 1351\, (V_1 - V)(1 + \delta t) \frac{\gamma}{\delta}}$$

$$= \frac{\delta}{453} \cdot \frac{p}{\gamma (1 + \delta t)} \cdot Ln. \left(\frac{p_1}{p}\right),$$

da noch $\delta = 0{,}00367$ und $\gamma = \frac{0{,}005672\, p}{144 (1 + \delta t)}$,

also

$$\frac{p}{(1 + \delta t)\gamma} = \frac{144}{0{,}005672}$$

ist, so folgt einfacher der Wirkungsgrad:

$$\eta = \frac{144 . 0{,}00367}{0{,}005672 . 453} Ln. \left(\frac{p_1}{p}\right) = 0{,}2057\, Ln. \left(\frac{p_1}{p}\right).$$

Ist z. B. das Spannungsverhältniß $\frac{p_1}{p} = 2$, so hat man diesen Wirkungsgrad:

$$\eta = 0{,}2057\, Ln.\, 2 = 0{,}0257 . 0{,}6931 = 0{,}1425,$$

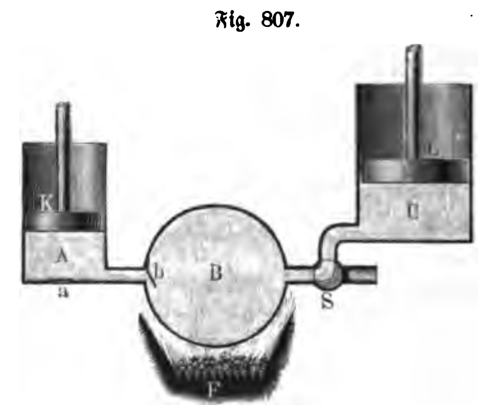
also circa $^1/_7$.

Es wird also bei dieser Arbeitsverrichtung der Luft von der ganzen Arbeitsfähigkeit des verbrauchten Wärmequantums ein Siebentel nutzbar gemacht. Nach der Zusammenstellung und Berechnung in §. 490 ist dieser

theoretische Wirkungsgrad bei einer Dampfmaschine unter den günstigsten Umständen, und nur bei sehr hohen Dampfspannungen ebenfalls nur $^1/_7$.

§. 514 **Calorische Maschinen.** Die ideelle Einrichtung einer calorischen Maschine ist aus Fig. 807 zu ersehen. Es ist A der kleinere Cylinder, dessen Kolben K beim Aufgange äußere Luft durch das Ventil a einsaugt und beim Niedergange durch das Ventil b in das Reservoir B eindrückt; ferner ist F ein Feuerheerd, wodurch die Luft in B erwärmt wird, bevor sie in den größeren Cylinder C tritt und den Kolben L desselben in Bewegung setzt; endlich ist noch S ein Steuerungsmechanismus, wodurch der Zutritt der Luft von B nach C und der Ausfluß derselben aus C in die äußere Luft abwechselnd gestattet und aufgehoben wird.

Fig. 807.



Bezeichnet p die Spannung der äußeren Luft und p_1 die im Reservoir oder Ueberhitzer B, ferner s_0 den Hub des Kolbens L vor der Expansion und s_1 den ganzen Kolbenhub, so hat man:

$$\frac{s_0}{s_1} = \frac{p}{p_1},$$

und daher

$$s_0 = \left(\frac{p}{p_1}\right) s_1.$$

Ist ferner $V = Fs$ der Raum der Druckpumpe A, und also auch das pr. Kolbenspiel in den Hitzer eingedrückte Luftquantum, gemessen unter dem äußeren Drucke p, so hat man für den ganzen Raum des Arbeitscylinders, und also auch das pr. Kolbenspiel verbrauchte und in die freie Luft geführte Luftquantum von der Temperatur t_1 und gemessen unter dem äußeren Drucke p:

$$V_1 = F_1 s_1 = \left(\frac{1 + \delta t_1}{1 + \delta t}\right) V.$$

Bei Beginn der Expansion nimmt dieses Luftquantum natürlich nur den Raum

$$V_0 = F_1 s_0 = F_1 s_1 \left(\frac{p}{p_1}\right) = \frac{1 + \delta t_1}{1 + \delta t} \cdot \frac{p}{p_1} \cdot V$$

ein.

Ist $\frac{1 + \delta t_1}{1 + \delta t} = \frac{p_1}{p}$, so fällt $V_0 = V$, also der von der erhitzten Luft bei Beginn der Expansion eingenommene Raum des Arbeitscylinders C gleich dem Raume des Cylinders A aus. In diesem Falle hat man für die entsprechende Temperatur der erhitzten Luft:

$$t_1 - t = \frac{p_1 - p}{p}\left(\frac{1}{\delta} + t\right),$$

z. B. für $\frac{p_1}{p} = 2$ und $t = 10^0$,

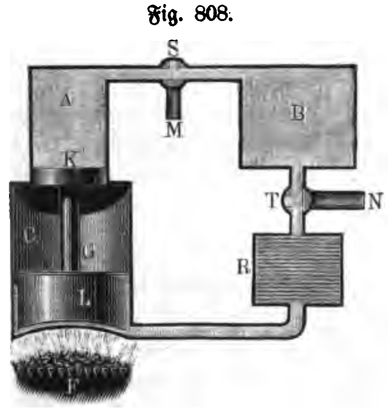
$$t_1 - t = \frac{1}{0{,}00367} + 10 = 282{,}5$$

Diese hohe Temperatur ist das vorzüglichste praktische Hinderniß, welches der Einführung der calorischen Maschinen entgegensteht. Um der Verdampfung der Kolbenschmiere möglichst entgegenzuwirken, macht man den Treibkolben L hohl und füllt ihn mit schlechten Wärmeleitern, z. B. mit klarer Kohle u. s. w. aus.

Um ferner die mit der in das Freie abströmenden Luft verbundene Wärme so viel wie möglich in der Maschine zurückzuhalten, und dieselbe zur Erwärmung der Luft beim folgenden Kolbenspiele benutzen zu können, ließ Erikson dieselbe vor ihrem Austritte durch einen sogenannten Regenerator strömen, welcher in seinem Innern eine Reihe von Drahtnetzen enthielt. Da sich derselbe nicht ausdauernd bewährt hat, so ist er bei neueren Maschinen weggefallen.

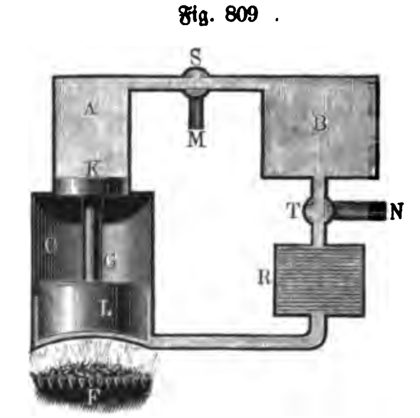
Die wesentliche Einrichtung der ersten calorischen Maschine von Erikson ist aus Fig. 808 zu ersehen. Es sind hier die in den Cylindern A und C spielenden Kolben K und L durch eine Stange G fest mit einander verbunden, und es befindet sich der Brennheerd F unmittelbar unter dem Treibcylinder C, so daß folglich dieser zugleich als Erhitzer dient. Ferner ist B ein besonderes Luftreservoir und R der Regenerator. Endlich sind S und T die beiden Steuerungsmechanismen, wodurch der Zu- und Austritt, sowie die Fortführung der Luft von A nach B und von B nach R regulirt wird. Um die Drücke auf die inneren Flächen der Kolben K und L aufzuheben, wird der Raum zwischen diesen Kolben luftleer erhalten.

Fig. 808.



Beim Anfange der Kolbenverbindung KL wird die vorher durch M eingesaugte Luft von A nach B, sowie weiter nach R und unter L gedrückt; und nach Zurücklegung eines gewissen Kolbenweges, wird durch Drehung des Steuerhahnes T die Communication der Luft in RL mit dem Reservoir B aufgehoben, so daß folglich bei Zurücklegung des übrigen Kolbenweges die Luft mit Expansion arbeitet. Ist die Kolbenverbindung oben angekommen, so werden die Steuerhähne S und T so weit herumgedreht, daß A bei M, sowie R bei N mit der äußeren Luft in Communication tritt, und nun die ganze Kolbenverbindung durch ihr eigenes Gewicht niedergehen kann. Hierbei wird durch M frische Luft eingeführt, dagegen durch N die verbrauchte Luft ausgeblasen, und zugleich ein Theil ihrer Wärme an die Drahtnetze im Respirator abgesetzt. Ist die Kolbenverbindung in die erste Stellung zurückgekehrt, so werden die Steuerhähne S und T wieder so gestellt, daß die Luft von Neuem von A nach B, R u. s. w. treten und ein neues Spiel beginnen kann.

Fig. 809.



Der von dieser Maschine erlangte Arbeitsgewinn pr. Spiel ist auch hier

$$L = (V_1 - V)\, p\, Log. nat. \left(\frac{p_1}{p}\right),$$

oder, wenn während der Ausdehnung der Luft keine Wärmezuführung statthat,

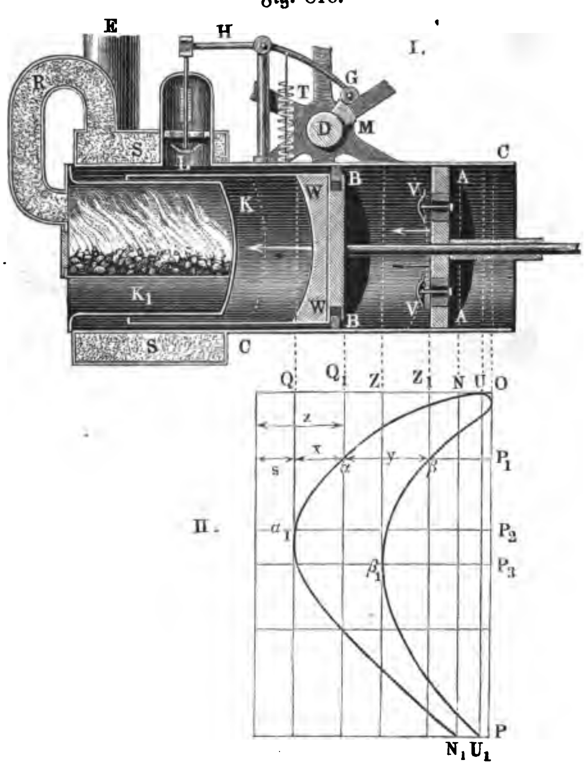
$$L = (V_1 - V)\, p \cdot \frac{\varkappa - 1}{\varkappa}\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right],$$

wobei V den vom Kolben K, und V_1 den vom Kolben L durchlaufenen Raum, ferner p die Pressung der äußeren Luft und p_1 die Pressung der erhitzten Luft beim Eintritte der Expansion und $\varkappa$ das bekannte specifische Wärmeverhältniß $\frac{\omega}{\omega_1}$ bezeichnet.

§. 515 Eine schematische Darstellung der neueren calorischen Maschinen von Ericsson führt Fig 810 vor Augen. Der Feuerherd F befindet sich im Inneren eines Kessels KK_1, welcher von der einen Seite her in den Arbeits- oder Treibecylinder CC eindringt, und die Verbrennungsluft durch ein Rohr R in eine rund um den Cylinder herumlaufende Kammer SS führt, von welcher aus sie dann in die Esse E strömt. Im Treibecylinder CC bewegen sich zwei Kolben, der Arbeits- oder Treibkolben AA, und

der Verdränger oder Speisekolben BB, und zwar so, daß sie während eines Spieles sich anfangs von einander entfernen und nachher einander wieder

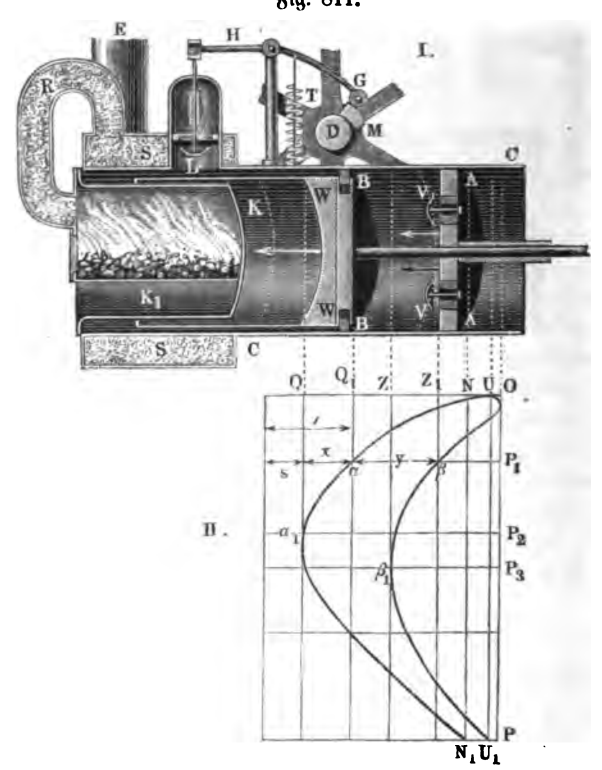
Fig. 810.



näher rücken, so daß sie am Ende des Spieles, wieder wie anfangs, nahe hinter einander zu stehen kommen. Beide Kolben sind ventilirt; die Ventile V, V des Treibkolbens haben einen axialen Ausschub, das eigenthümlich construirte Ventil WW des Verdrängers hat dagegen einen radialen Ausschub, wodurch es abwechselnd gegen die Cylinderwand angedrückt und von derselben zurückgezogen, so daß im letzteren Falle Communication zwischen beiden Seiten dieses Kolbens hergestellt wird. Eigenthümliche Kurbel-, Stangen- und Hebelmechanismen setzen diese Kolben mit der Schwungradwelle D in Verbindung. Beim Rückgange oder der Bewegung der beiden Kolben in der Pfeilrichtung, wobei der Abstand derselben von einander allmälig größer und größer wird, sind die Ventile V, V geöffnet und ist das Ventil WW geschlossen; es strömt deshalb durch die ersteren frische Luft in den Raum zwischen beiden Kolben, während die Luft vor dem

Kolben BB vom Vordränger zurück und unter das Austrittsventil L gedrückt wird. Letzteres wird mittels eines doppelarmigen Hebels GH durch einen auf einen auf der Schwungradwelle D aufsitzenden Daumen eröffnet,

Fig. 811.



dagegen durch eine Spiralfeder T wieder geschlossen. Während des Rückganges der beiden Kolben ist sowohl der Raum $BBVV$ zwischen denselben als auch der Raum $WWKL$ vor dem Verdränger BB mit der äußeren Luft in Communication; es ist daher hierbei der Druck auf beiden Seiten der beiden Kolben nahe einer und derselbe, nämlich der Atmosphärendruck, und die mechanische Arbeit Null.

Während des Hinganges der beiden Kolben (entgegengesetzt der Pfeilrichtung), wobei die Ventile V, V und L verschlossen und das Ringventil WW eröffnet ist, befindet sich in beiden Räumen BBV und WWK vor und hinter dem Verdränger erhitzte Luft, deren mittlerer Druck den Atmosphärendruck übertrifft, es wird daher dann der Arbeitskolben AA mit einer der Differenz zwischen diesem inneren Luft- und dem äußeren Atmosphärendruck

gleichen Kraft vorwärtsgeschoben, wogegen sich die Drücke der erhitzten Luft auf den beiden Seiten des Verdrängers das Gleichgewicht halten. Die Leistung dieser calorischen Maschine pr. Kolbenspiel ist hiernach das Product aus der gedachten Kraft des Arbeitskolbens und dem Wege desselben beim Rückgange.

Das Diagramm II. in Fig. 811 giebt eine graphische Darstellung des Zusammenhanges der beiden Kolbenbewegungen und der Veränderung des zwischen beiden Kolben befindlichen Raumes. Die Horizontalen desselben messen die Kolbenwege, und die Verticalen entsprechen den Wegen der Warze des Krummzapfens an der Schwungradwelle D. Während die Kurbelwarze bei einer Umdrehung den durch die Gerade OP angegebenen Weg $2\pi r$ macht, geht der Speisekolben BB auf dem Wege NQ sowie der Arbeitskolben AA auf dem Wege UZ hin und zurück. Steht die Warze in P_1, so ist der Speisekolben in Q_1 und der Arbeitskolben in Z_1, steht ferner die Kurbelwarze in P_2 so ist der Speisekolben in Q, und befindet sich die Kurbelwarze in P_3, so steht der Arbeitskolben am Ende Z seines Weges u. s. w. Während ferner die beiden Kolben am Anfang und am Ende ihres Weges um NU von einander abstehen, ist nach Zurücklegung des Warzenweges OP_1 der Abstand zwischen den beiden Kolben: $y = Q_1 Z_1$ u. s. w. Schiebt man diesen Abstand herab auf die Horizontale durch P_1, so erhält man zwei zusammengehörige Punkte α und β der Curven $N\alpha\alpha_1 N_1$ und $U\beta\beta_1 U_1$, welche die Abhängigkeit der Kolbenbewegungen von der Kurbelbewegung und unter einander vor Augen führen.

Theorie der Ericsson'schen calorischen Maschine. Mit Hülfe (§. 516) der mechanischen Wärmetheorie läßt sich die Leistungsfähigkeit einer Ericsson'schen calorischen Maschine (nach Zeuner) wie folgt berechnen.

Bezeichnet F den Inhalt der Kolbenfläche, p den inneren Ueberdruck über den äußeren Atmosphärendruck und ∂s ein Wegelement des Arbeitskolbens, so ist die Arbeit desselben bei Zurücklegung des ersteren:

$$\partial L_1 = Fp\,\partial s.$$

Ist T_1 die absolute Temperatur der Luft im Raume zwischen der Feuerung und dem Kolben BB, und T dieselbe im Raume zwischen beiden Kolben, so hat man (nach §. 364) die entsprechenden specifischen Luftvolumina (pr. Gewichtseinheit)

$$v_1 = \frac{R T_1}{p} \text{ und } v_2 = \frac{R T}{p}, \text{ daher folgt aus}$$

$$F\partial s = (v_1 - v_2)\,\partial G_1,$$

$$\partial L_1 = R\,(T_1 - T)\,\partial G_1,$$

wo ∂G_1 das Luftquantum bezeichnet, welches bei Zurücklegung des Wegelementes ∂s von der einen Seite des Verdrängers nach der anderen strömt.

Ferner ist das gesammte Luftquantum $G = G_1 + G_2$ in der Maschine die constante Summe aus den Luftmengen zu beiden Seiten des Verdrängers, daher

$$\partial G_1 + \partial G_2 = 0, \text{ oder } \partial G_1 = -\partial G_2;$$

auch hat man $G_2 v_2 = Fy$, wenn y den veränderlichen Abstand $\alpha\beta$ der beiden Kolben von einander bezeichnet, folglich ist

$$G_2 = \frac{Fy}{v_2} = \frac{Fpy}{RT}, \text{ sowie}$$

$$\partial G_1 = -\partial G_2 = -\frac{F}{RT}\partial(py) \text{ und}$$

$$\partial L_1 = -\left(\frac{T_1 - T}{T}\right) F \partial (py),$$

so daß durch Integration

$$L_1 = -\left(\frac{T_1 - T}{T}\right) Fpy + Con. \text{ folgt.}$$

Ist die anfängliche Pressung p_1 und der Kolbenabstand y_1, so hat man

$$0 = -\frac{T_1 - T}{T} F p_1 y_1 + Con.,$$

und schließlich die Leistung der Maschine

$$L_1 = \left(\frac{T_1 - T}{T}\right) F (p_1 y_1 - py).$$

Ferner ist

$$G = G_1 + G_2 = \frac{Fp}{R}\left(\frac{z}{T_1} + \frac{y}{T}\right) \text{ auch} = \frac{Fp_1}{R}\left(\frac{s}{T_1} + \frac{y_1}{T}\right),$$

wenn unter s die Länge des anfänglichen Luftprismas hinter dem Verdränger verstanden und die veränderliche Länge $s + x$ desselben durch z bezeichnet wird; daher

$$p = \frac{zT + y_1 T_1}{zT + y T_1} p_1, \text{ sowie}$$

$$p_1 y_1 - py = \frac{(z y_1 - s y) T p_1}{zT + y T_1},$$

und das gesuchte Arbeitsvermögen

$$L_1 = \frac{(T_1 - T)(z y_1 - s y)}{zT + y T_1} F p_1.$$

Bringt man noch die Arbeit

$$L_2 = Fp . \overline{ZU} = Fp\,(\overline{QU} - QZ)$$
$$= Fp\,(x + y - y_1) = Fp\,(z - s + y - y_1)$$

des äußeren Gegendrucks Fp in Abzug, so bleibt die Nutzarbeit

$$L_0 = L_1 - L_2 = \left(\frac{(T_1 - T)(z y_1 - s y)}{zT + y T_1} - (x + y - y_1)\right) Fp$$

übrig, und zwar unter der Voraussetzung, daß die innere Luftspannung p_1 am Ende des Kolbenspieles bis zum äußeren Luftdruck p herabgesunken sei.

Macht die Maschine pr. Minute n Spiele, so ist das Gewicht des verbrauchten Luftquantums pr. Secunde:

$$G = Q\gamma = F\,(y_1 - y)\,\frac{p}{R\,T}\cdot\frac{n}{60},$$

und daher die gesuchte Leistung dieser calorischen Maschine pr. Secunde:

$$L = \frac{n}{60}\,L_0 = \left(\frac{(T_1 - T)\,(z\,y_1 - s\,y)}{z\,T + y\,T_1} - (x + y - y_1)\right)\frac{R\,T}{y_1 - y}\cdot G.$$

In der praktischen Anwendung ist das verbrauchte Luftquantum G viel größer als das nach der vorletzten Formel berechnete, und daher auch die Leistung ansehnlich kleiner als die letzte Formel angiebt.

Beispiel. Bei einer Ericsson'schen calorischen Maschine ist der Durchmesser der Kolbenfläche: $d = 2$ Fuß, die Länge des Luftraumes hinter dem Verdränger bei Beginn des Rückganges: $s = \frac{1}{4}$ Fuß, der ganze Schub des Speisekolbens: $x = 1{,}5$ Fuß, der anfängliche Abstand zwischen den beiden Kolbenflächen: $y_1 = 1{,}1$ Fuß und der am Ende desselben: $y = 0{,}1$ Fuß, ferner die mittlere Temperatur der heißen Luft während des Kolbenschubs: $t_1 = 300^0$, und die der äußeren Luft: $t = 10^0$, daher $T_1 = 573$ und $T = 283^0$; wenn nun diese Maschine pr. Secunde 50 Spiele macht, und der äußere Luftdruck $p = 14{,}1$ Pfund pr. Quadratzoll angenommen wird; welche Leistung ist dann von dieser Maschine zu erwarten?

Es ist hier $T_1 - T = t_1 - t = 290^0$, $F = \frac{\pi\,d^2}{4} = 3{,}14$ Quadratfuß, $p = 14{,}1 \,.\, 144 = 2030$ Pfund, $z_1 = s = 0{,}25$, $z = s + x = 1{,}75$.

$$z\,y_1 - s\,y = 1{,}75 \,.\, 1{,}1 - 0{,}25 \,.\, 0{,}1 = 1{,}90,$$
$$z\,T + y\,T_1 = 1{,}75 \,.\, 283 + 0{,}1 \,.\, 573 = 552,$$
$$x + y - y_1 = 1{,}5 + 0{,}1 - 1{,}1 = 0{,}5,$$

daher folgt die gesuchte theoretische Leistung der Maschine pr. Spiel:

$$L_0 = \left(\frac{290 \,.\, 1{,}9}{552} - 0{,}5\right) 3{,}14 \,.\, 2030 = (0{,}998 - 0{,}5)\; 6374$$
$$= 0{,}498 \,.\, 6374 = 3174 \text{ Fußpfund, folglich die pr. Secunde:}$$

$$L = \frac{n}{60}\,L_0 = \frac{5}{6} \,.\, 3174 = 2645 \text{ Fußpfund, wobei das Luftquantum}$$

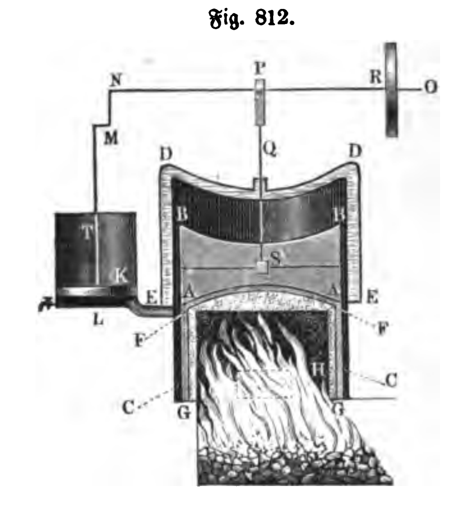
$$G = F\,(y_1 - y)\,\frac{p}{R\,T}\cdot\frac{n}{60} = F\,(y_1 - y)\,\gamma\cdot\frac{n}{60}$$
$$= 3{,}14 \,.\, 1 \,.\, 0{,}0800 \,.\, \frac{5}{6} = 0{,}2093 \text{ Pfund verbraucht wird.}$$

Geschlossene calorische Maschinen. Während bei den offenen calorischen Maschinen von Ericsson bei jedem Spiel eine neue Luftmenge zur Wirksamkeit gelangt, arbeiten dagegen die geschlossenen calorischen Maschinen mit einem und demselben Luftquantum, indem man dasselbe nach vollbrachter Arbeit bei jedem Kolbenspiele wieder von §. 517

Neuem erwärmen läßt. Zu diesen calorischen Maschinen gehören die von Schwarzkopf und Laubereau sowie die von Belou u. s. w.

Eine schematische Darstellung der Laubereau'schen geschlossenen calorischen Maschinen führt Fig. 812 vor Augen. Der Verdränger *AABB*, welcher auch hier mit einem mantelförmigen Blechansatz *ACCA* versehen ist, bewegt sich im Inneren eines Doppelcylinders *DEED* zwischen dessen Wänden kaltes Wasser circulirt, welches durch eine besondere Pumpe auf der einen Seite stetigen Zufluß erhält, während es auf der anderen Seite stetigen Abfluß hat. Die durch Verbrennung auf dem Herd *H* erzeugte heiße Luft trifft den concaven Deckel *FF* des Ofens und geht von da an dem cylindrischen Mantel *FGFG* herab nach dem Boden *GG* und von da in die Esse (deren Einmündung in der Abbildung durch ein punktirtes Rechteck dargestellt ist).

Fig. 812.



Es ist hiernach leicht zu ermessen, daß beim Aufgang des Kolbens *AABB* die kalte Luft aus der Kammer *BBDD* in die erwärmte Kammer *AAFF* herab-, und daß umgekehrt, beim Niedergange dieses Kolbens die erhitzte Luft aus dem Raume *AAFF* unter demselben in die kühle Kammer *BBDD* hinaufgepreßt wird. Während des Kolbenaufganges dehnt sich die aus der kalten in die warme Kammer strömende Luft aus, strömt durch das Communicationsrohr *EL* in den Arbeits- oder Treibcylinder *T* und drückt hier den Treibkolben *K* in die Höhe, welcher mittels des Stangen- und Krummzapfenmechanismus *KMN* die Welle *NO* in Umdrehung setzt. Letztere trägt außer einem (nicht abgebildeten) Schwungrad und dem Transmissionsrad *R* ein Excentrik in Form eines Bogendreiecks (Fig. 777), welches von einem der den Kopf der Kolbenstange *QS* bildenden Rahmen umgeben wird, und die regelrechte Auf- und Niederbewegung des Kolbens *AABB* hervorbringt. Beim Niedergang des letzteren kühlt sich die aus *AAFF* nach *BBDD* strömende Luft an den Umfangswänden von *EDDE* wieder ab, in Folge dessen sie eine kleinere Pressung annimmt, und der äußere Luftdruck auf den Kolben *K* das Uebergewicht über den inneren gewinnt, so daß letzterer zum Niedergange genöthigt wird. Sind beide Kolben unten ange-

kommen, so gewinnt der Druck der in $AAFF$ von Neuem erwärmten Luft wieder das Uebergewicht über dem Druck in $BBDD$; es steigt in Folge dessen dieser Kolben wieder in die Höhe und beginnt auf diese Weise ein neues Spiel der Maschine, wobei jedes Mal ein gewisses Arbeitsquantum der erwärmten Luft auf den Arbeitskolben K und von diesem durch den Krummzapfenmechanismus auf die Umtriebswelle NO übertragen wird.

Die Belou'sche Heißeluftmaschine besteht aus zwei doppeltwirkenden Gebläsecylindern, einem kleineren, dem Speisecylinder, einem größeren, dem Arbeitscylinder, und aus einem zwischen beiden Cylindern liegenden geschlossenen Feuerherd. Durch den ersten Cylinder wird atmosphärische Luft angesaugt und in den Feuerherd getrieben, aus welchem sie in erhitztem und verdünntem Zustande nach dem großen Cylinder strömt, wo sie den Arbeitskolben in Bewegung setzt und dessen Kraft durch einen gewöhnlichen Kurbelmechanismus auf die mit einem Schwungrade versehene Umtriebswelle überträgt. Dieselbe setzt durch einen anderen Kurbelmechanismus den Speisekolben sowie durch gewöhnliche Kreisexcentriks die beiden Ventile des Arbeitscylinders in Bewegung, wodurch das abwechselnde Zulassen der warmen Luft auf der einen Seite und Ablassen der verbrauchten Luft auf der anderen bewirkt wird.

Auch diese Heißeluftmaschine verbraucht wie alle übrigen calorischen Maschinen viel mehr Brennstoff als eine Dampfmaschine von gleicher Leistung.

S. Tresca's Bericht über die Versuche mit einer Belou'schen Heißeluftmaschine im Bulletin de la Société d'Encouragement, Jan. 1867; ebenso Dingler's polytechn. Journal, Bd. 185, Delabar's Aufsätze über die Heißeluftmaschine von Belou sowie von Lauberau.

Gaskraftmaschinen. Mit dem Erfolg in der Anwendung der Gaskraftmaschinen ist man bis jetzt nicht glücklicher gewesen, als bei den calorischen Maschinen, auch diese Maschinen verbrauchen bei gleicher Leistung eine viel größere Menge Brennmaterial als die Dampfmaschinen. Man hat bis jetzt vorzüglich dreierlei Systeme von Gaskraftmaschinen in Anwendung gebracht. §. 518

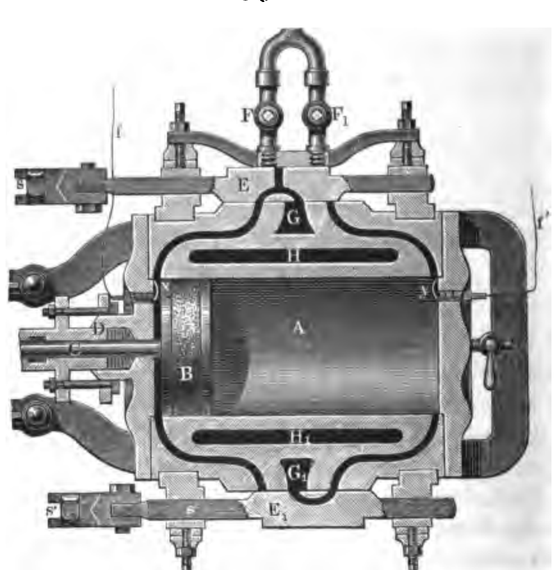
1) Das System von Lenoir,
2) das System von Hugon und
3) das System von Otto und Langen.

Bei allen diesen Maschinen wird die bewegende Kraft durch ein entzündetes Gasgemisch, bestehend aus gewöhnlichem Leuchtgas und einem 10- bis 40mal größeren Quantum atmosphärischer Luft, hervorgebracht. Die beiden ersteren Gasmaschinensysteme sind doppeltwirkend; dort wird das Gasgemisch abwechselnd auf beiden Seiten des Kraftkolbens in den Treibcylinder eingeführt und entzündet, und daher dieser Kolben durch die Explosion des ersteren

hin- und zurückbewegt, das dritte Maschinensystem ist dagegen nur einfachwirkend. Hier wird nur auf der einen Seite des Kraftkolbens Gas in den Treibcylinder geleitet und entzündet. Auch dient hierbei die Explosion des Gasgemenges nicht als Umtriebskraft, sondern nur dazu, einen luftverdünnten Raum zu erzeugen, wobei die Atmosphäre in den Stand gesetzt wird, Arbeit zu verrichten. Bei einer solchen Gasmaschine wird hiernach der Rückgang des Kolbens durch den Druck der äußeren Luft hervorgebracht, dieselbe wirkt deshalb genau wie eine sogenannte atmosphärische Dampfmaschine (s. §. 439) und läßt sich deshalb mit Recht eine atmosphärische Gasmaschine nennen. Was die Entzündung des Gasgemenges betrifft, so erfolgt dieselbe bei der Lenoir'schen Gasmaschine durch die elektrischen Funken eines Rhumkorff'schen Apparats, dagegen bei den Gasmaschinen von Hugon sowie bei denen von Otto und Langen durch eine gewöhnliche Gasflamme.

Die Lenoir'sche Gasmaschine (Moteur à air dilaté par la combustion du gaz d'éclairage) hat im Ganzen das Ansehen einer gewöhnlichen Dampfmaschine mit liegendem Cylinder. Nur hat dieselbe wie die Corliß-Dampfmaschine (Fig. 770) vier Gaswege und zwei Vertheilungsschieber, wodurch abwechselnd je zwei der ersteren eröffnet und geschlossen werden. Die wesentliche Einrichtung und Wirkungsweise einer Lenoir'schen Gasmaschine ist aus Fig. 813 zu ersehen. Es ist A der Kraftcylinder, B der Treibkolben und C die Kolbenstange, wodurch die Kraft dieses Kolbens auf einen ge-

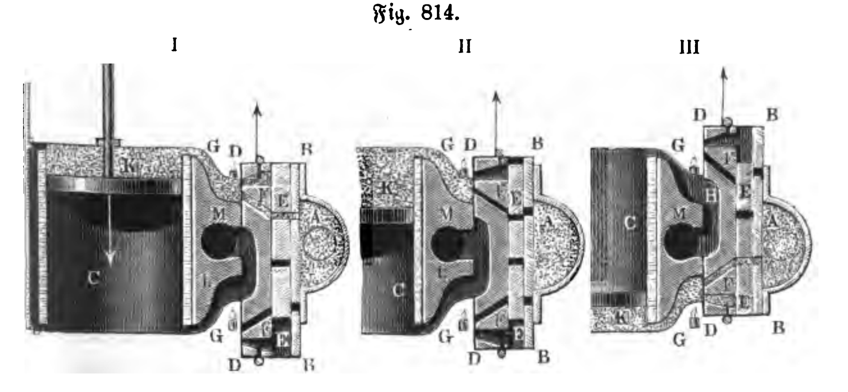
Fig. 813.



wöhnlichen Kurbelmechanismus sammt Schwungrad übergetragen wird, ferner sind E und E_1; die beiden durch Excentriks zu bewegenden Vertheilungsschieber, F und F_1 die das Leuchtgas zuführenden Röhren, und schließlich G und G_1 die mit der äußeren Luft communicirenden Canäle, wodurch die atmosphärische Luft zu- und das Verbrennungsgas abgeleitet wird. Bei der Schieberstellung in der Abbildung strömt die äußere Luft aus G, sowie bald nachher auch das Gas aus F in den linken Gascanal und wird von demselben auf die linke Seite des Kolbens B geführt, wogegen das Verbrennungsgas auf der rechten Seite durch G_1 in die äußere Luft geleitet wird. Rückt hierauf der Schieber E nach der rechten Seite, so wird G und F mit dem rechten Luftcanal in Verbindung gesetzt; es strömt nun das Gasgemisch auf der rechten Seite des Kolbens B in den Arbeitscylinder und treibt nun nach erfolgter Entzündung den Kraftkolben B wieder nach der linken Seite zurück, während die Verbrennungsgase vom Hingange durch den unteren linken Luftcanal nach G_1 und von da in die freie Luft strömen. Nach erfolgtem Rückgange beginnt nun ein neues Spiel. Zur Entzündung des Gasgemenges dienen die elektrischen Ströme der durch die Cylinderdeckel isolirt hindurchgeführten Platin- oder Kupferdrähte x und y, welche mit ihren Spitzen gegen die Cylinderwand gerichtet sind. Bei der Verbrennung verbindet sich ein Theil des Sauerstoffs der Luft mit dem Kohlenstoff zu Kohlensäure und ein anderer Theil derselben mit dem Wasserstoff des Leuchtgases zu Wasser, und die hierbei entstehende Wärme geht dann theils als Arbeit auf den Treibkolben, theils auf das Kühlwasser über, welches in dem hohlen Raum H rings um den Cylinder circuliren muß, um die große Erhitzung desselben zu verhindern. Die Lenoir'sche Gasmaschine eignet sich vorzüglich zum Umtrieb kleiner Maschinen von $1/2$ bis 2 Pferdekräften, und verbraucht stündlich pr. Pferdekraft nahe $2 1/2$ Cubikmeter Gas.

Bei der Hugon'schen Gasmaschine, wovon Fig. 814, I, II, III, eine

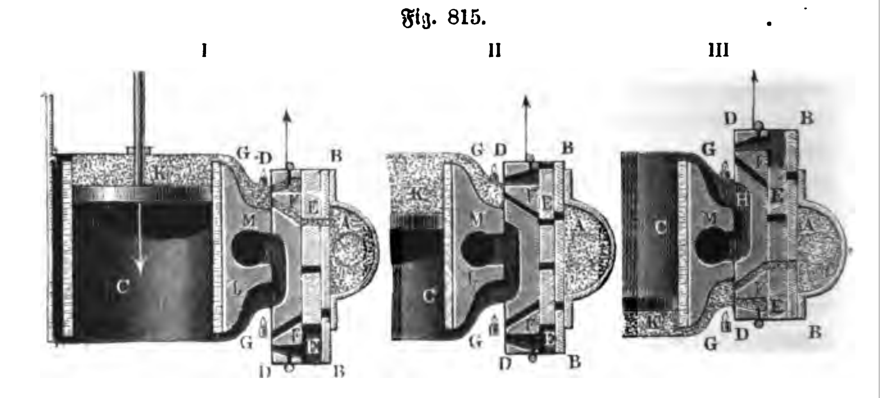
Fig. 814.



schematische Darstellung liefert, wird das Gasgemisch durch zwei mit dem Vertheilungsschieber verbundene Gasbrenner, welche bei gewissen Stellungen des letzteren vor zwei anderen feststehenden Gasbrennern vorbeigehen, entzündet.

Außer der Speisung dieser Maschine durch Gas und Luft wird derselben bei jedem Kolbenschube noch eine kleine Menge Wasser zugeführt, wodurch nicht allein die zur Erhaltung der Maschine nöthige Abkühlung, sondern auch eine Erhöhung der Leistungsfähigkeit derselben erzielt werden soll. Ueberdies ist der Arbeitscylinder noch durch eine Umhüllung von fließendem Wasser vor zu starker Erhitzung geschützt. In der Abbildung ist C der Arbeitscylinder mit dem Kolben K, A die Gaskammer, welcher das Gasgemisch durch eine Luftpumpe unter dem Drucke von einer 0,6 bis 0,7 Meter hohen Wassersäule zugeführt wird, ferner BB der Sperr- und DD der Vertheilungs-

Fig. 815.



schieber. Beide Schieber umgiebt die mit zwei Durchgangsöffnungen versehene Scheidewand EE zu beiden Seiten, und werden vereinigt durch ein gewöhnliches Kreisexcentrik auf- und niederbewegt. Der Vertheilungsschieber DD hat außer den gewöhnlichen Durchgangswegen noch zwei Canäle F, F, worin die beweglichen Gasbrenner ausmünden, welche beim Vorbeigehen an den permanenten Entzündungsbrennern G, G entzündet werden, und die Entzündung des im Cylinder C angesammelten Gasgemisches bewirken.

Bei der Schieberstellung in Fig. 815 I. strömt frisches Gas aus der Kammer A durch die Schiebercanäle über den Kolben K im Cylinder C; wird hierauf die Schieberverbindung etwas gehoben und in die Stellung II. gebracht, so tritt die Explosion des nun von der Kammer A abgesperrten Gases im Cylinder ein, und es treibt die sich hierbei entwickelnde Expansiv-

kraft desselben den Treibkolben K abwärts, wobei das beim vorhergegangenen Kolbenschub verbrauchte Gasquantum auf dem gewöhnlichen Wege LM durch den Schieber DD hindurch und nach dem Austragerohr M geleitet wird. Hat schließlich die Schieberverbindung ihren höchsten Stand III. erreicht, so strömt durch die unteren Schiebercanäle Gas in den Kraftcylinder, welches bei Beginn des darauf erfolgenden Niedergangs der Schieberverbindung entzündet wird, und nun den Kolben K wieder emportreibt, während das beim Niedergange verbrauchte Gas auf dem Wege HM fortgeht.

Die atmosphärische Gaskraftmaschine. Trotz der Abkühlung des Treibcylinders durch eine Kaltwasserhülle und durch Einspritzen von kaltem Wasser strömt doch das verbrauchte Gasgemenge der Hugon'schen Gaskraftmaschine noch mit der bedeutend hohen Temperatur von circa 186 Grad ab, wodurch daher diese Maschine noch einen beträchtlichen Arbeitsverlust erleidet. Um denselben zu vermeiden oder wenigstens möglichst zu vermindern, läßt man bei der Otto-Langen'schen Gaskraftmaschine den Treibkolben während der Gasexplosion unbelastet, und verwendet die bei der letzteren freiwerdende mechanische Arbeit nur auf die Ueberwindung des Gewichts G und der Trägheit des armirten Kolbens, wobei derselbe auf die ganze Hubhöhe emporgeschleudert wird. Ist F die Kolbenfläche, p_1 der mittlere Werth des Gasdrucks während der Explosion, q der Gegendruck der Atmosphäre und s_1 der Kolbenweg während der Explosion, wobei die Kolbengeschwindigkeit den Maximalwerth v erlangt, so hat man die Explosionsarbeit der Maschine §. 519

$$A = \frac{G v^2}{2g} = [F(p_1 - q) - G]\, s_1.$$

Bei Eintritt der gedachten Maximalgeschwindigkeit ist die Ueberwucht oder bewegende Kraft $F(p_1 - q) - G$ des Kolbens = Null, und daher der innere Gasdruck

$$p_1 = q + \frac{G}{F};$$

bei Fortsetzung des Kolbenweges fällt $p_1 < q + \frac{G}{F}$ und daher die treibende Kraft negativ aus. Hierbei nimmt die Kolbengeschwindigkeit allmälig ab und wenn nun das Arbeitsvermögen $A = \frac{G v^2}{2g}$ des Kolbens durch diese negative Kraft aufgezehrt ist, so kommt der Kolben wieder in Ruhe. Bezeichnet p_2 den mittleren Gasdruck, s_2 den Kolbenweg während derselbe statt hat, und die Kolbengeschwindigkeit aus v in Null übergeht, so hat man auch

$$A = \frac{G v^2}{2g} = [F(q - p_2) + G]\, s_2,$$

daher $[F(q - p_2) + G]\, s_2 = [F(p_1 - q) - G s_1]$,
und das Wegverhältniß

$$\frac{s_2}{s_1} = \frac{F(p_1 - q) - G}{F(q - p_2) + G}.$$

Nach Zurücklegung des Kolbenweges s_2 wird die Kolbenstange mit der Schwungradwelle der Maschine verbunden, welche bei dem darauf folgenden Niedergang des Kolbens das Arbeitsquantum $A = P s_2 = [F(q - p_2) + G]\, s_2$ aufnimmt, welches der Atmosphärendruck Fq in Vereinigung mit dem Kolbengewichte G nach Abzug des mittleren Gegendrucks Fp_2 beim Rückweg s_2 des Kolbens verrichtet. Am Ende dieses Wegs ist der Ueberdruck $F(q - p_3)$ sammt Kolbengewicht G mit der gewonnenen Arbeitskraft P im Gleichgewicht, also $F(q - p_3) + G = P$, daher der Gasdruck:

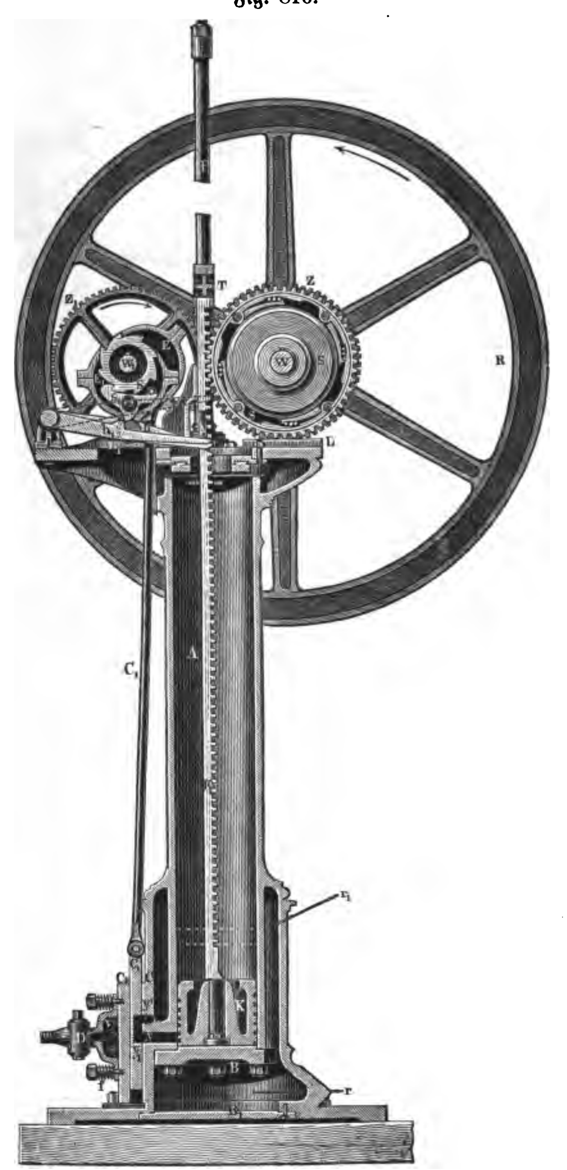
$$p_3 = q + \frac{G}{F} - \frac{P}{F} = p_1 - \frac{P}{F}.$$

Schließlich legt hierauf der Kolben noch einen kleinen Weg s zurück, wobei er das verbrauchte Gas zum Austritt nöthigt, wie er auch bei dem folgenden Aufgang zuerst nur die zu demselben nöthige Gasmenge ansaugt.

Die allgemeine Einrichtung einer Otto-Langen'schen Gaskraftmaschine ist aus dem senkrechten Durchschnitt Fig. 816 zu ersehen. Der Treib- oder Arbeitscylinder A ist unten durch eine Fußplatte B verschlossen und von einem Mantel C mit Bodenplatte B_1 umgeben, welcher die Kammer des Kühlwassers bildet, dessen Circulation durch die beiden Röhrchen r und r_1 vermittelt wird. Der Treibkolben K hat eine gezahnte Kolbenstange K_1, welche mittels eines Querhauptes T von einer Senkrechtführung F umgeben ist und beim Rückgang in das auf der Schwungradwelle W sitzende Zahnrad Z eingreift, wobei die Kolbenkraft P auf diese Welle übergetragen wird. Damit die durch das Schwungrad R in stetiger Umdrehung erhaltene Welle W dem Rückgang des Kolbens kein Hinderniß in den Weg lege, ist das Zahnrad Z nicht fest mit W verbunden, sondern über einer auf W festsitzenden Scheibe S verschiebbar, und sind in den ringförmigen Raum zwischen Z und S lose Keile und Rollen angebracht, welche sich beim Niedergang des Kolbens zwischen den Keilflächen und dem inneren Umfang des Zahnrades einkeilen, und dadurch die Verbindung des letzteren mit der Welle W vermitteln, wogegen sich beim Aufgang des Kolbens diese Rollen frei bewegen und das Zahnrad Z durch die gezahnte Kolbenstange K_1 in umgekehrter Richtung umgedreht wird, ohne die in der ersten Richtung umlaufende Welle W zu stören.

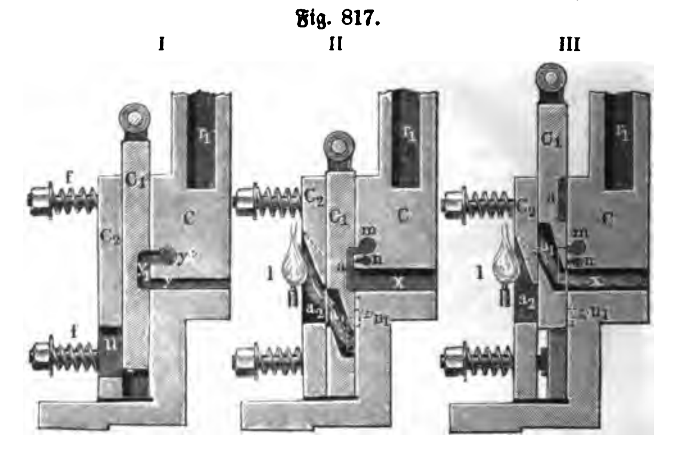
Die Steuerung dieser Maschine, wodurch in gehöriger Aufeinanderfolge das Zulassen und Anzünden des Gasgemisches, sowie die Expansion und

Fig. 816.



das Vorlassen desselben erfolgt, wird in der Hauptsache durch einen Schieber C_1 besorgt, welcher mittels Stange, Excentrik, Sperrrad u. s. w. an eine Welle W_1 angeschlossen ist, deren Umdrehung das Zahnräderwerk z, z_1 vermittelt. Die verticalen Durchschnitte I, II, III in Fig. 817 führen den

Fig. 817.

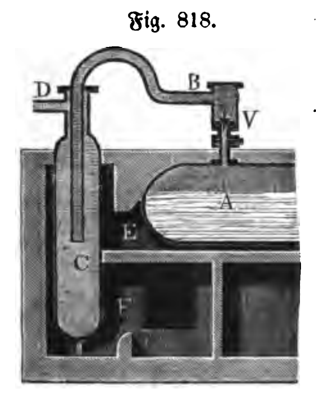


Steuerschieber in drei verschiedenen Stellungen vor Augen. In der mittleren Stellung I. tritt, während der Treibkolben das Ende seines Niederganges erreicht, das verbrauchte Gas durch den Canal y in die Höhlung y_1 des Schiebers und von da in den Canal y_2, welcher es nach dem mit einem Kugelventil versehenen Austragrohre führt. Kommt hierauf bei Beginn des Kolbenaufgangs der Schieber in die tiefste Stellung II, so füllt sich der Raum unter dem Kolben mit dem Gasgemisch, welches durch die Canäle m und n zugeleitet wird, auch gelangt ein Theil des Gases durch den Canal n_1 nach der Kammer a_1 und entzündet sich daselbst an der Gasflamme l. Gelangt endlich der Schieber in die Stellung III, so wird der Canal a_1 mit dem Canal x in Verbindung gesetzt und das ganze Gasgemenge unter dem Kolben entzündet u. s. w.

§. 520 **Maschinen mit überhitzten Dämpfen.** Man hat in neueren Zeiten das Princip der calorischen Maschinen auch auf den Dampf angewendet und zu diesem Zwecke denselben nicht gleich vom Dampfkessel aus in den Dampfcylinder, sondern erst in ein besonderes Gefäß, den sogenannten Ueberhitzer, geführt und ihn durch Zuführung von neuer Wärme in überhitzten Dampf (s. §. 382) umgeändert. Die wesentliche Einrichtung eines Dampfkessels mit Ueberhitzer, nach Chaigneau und Bichon, ist aus Fig. 818 zu ersehen. Es ist hier A das hintere Ende des Dampfkessels, C der Ueberhitzer, B das vom ersteren nach dem letzteren, sowie D das vom

letzteren nach dem Dampfcylinder führende Dampfrohr. Die Erwärmung des Ueberhitzers erfolgt durch die bei *E* aus den Zügen abziehende Heizluft, welche erst den ganzen Ueberhitzer einmal umspielen muß, bevor sie bei *F* in den Schornstein treten kann. Ein leicht bewegliches Ventil *V* in der Röhre *B* regulirt die Dampfspannung im Ueberhitzer so, daß sie von der Dampfspannung im Kessel nur wenig übertroffen wird und folglich die Wirkung des Ueberhitzers hauptsächlich nur in der Ausdehnung des Dampfvolumens besteht.

Fig. 818.



Ist p die Dampfspannung und V das pr. Kolbenschub verbrauchte Dampfvolumen, sowie ε das Expansionsverhältniß, mit welchem die Dampfmaschine arbeitet, so läßt sich (s. §. 480) die Arbeit dieser Maschine pr. Kolbenschub

$$A = Vp\,(1 + Log.\,nat.\,\varepsilon)$$

setzen; wird nun aber dieses Volumen V im Ueberhitzer in V_1 umgeändert, ohne daß sich p ansehnlich ändert, so beträgt diese Arbeitsfähigkeit:

$$A_1 = V_1 p\,(1 + Log.\,nat.\,\varepsilon),$$

und es ist daher das Verhältniß:

$$\frac{A_1}{A} = \frac{V_1}{V} = \frac{1 + \delta t_1}{1 + \delta t}.$$

Zur Erzeugung des Dampfquantums $V\gamma$ ist annähernd die Wärmemenge

$$W = 630\,V\gamma$$

nöthig (s. §. 401), und es erfordert die Umänderung dieser Dampfmenge in überhitzten Dampf das Wärmequantum:

$$W_1 = 0{,}480\,.(t_1 - t)\,V\gamma,$$

wobei vorausgesetzt wird, daß die specifische Wärme des Wasserdampfes $= 0{,}480$ sei. Hiernach ist das Verhältniß der Wärmemenge bei Anwendung von überhitztem Dampfe zu der bei Anwendung von gesättigtem Dampfe:

$$\frac{W + W_1}{W} = 1 + \frac{0{,}480\,(t_1 - t)}{630} = 1 + 0{,}000762\,(t_1 - t),$$

und folglich das Verhältniß des Wirkungsgrades der Dampfmaschine mit überhitztem Dampfe zu dem der Dampfmaschine mit gesättigtem Dampfe:

$$\frac{\eta_1}{\eta} = \frac{A_1}{A} \cdot \frac{W}{W + W_1} = \frac{1}{1 + 0{,}001344\,(t_1 - t)} \cdot \frac{1 + \delta t_1}{1 + \delta t}$$

$$= \frac{1 + 0{,}00367\,t_1}{[1 + 0{,}000762\,(t_1 - t)]\,(1 + 0{,}00367\,t)},$$

z. B. für $t = 120$ und $t_1 = 300$ Grad:

$$\frac{\eta_1}{\eta} = \frac{2{,}001}{1{,}137 \,.\, 1{,}4404} = \frac{2{,}001}{1{,}633} = 1{,}25\,;$$

es fällt also die Leistung der Maschine im ersteren Falle um 25 Procent größer aus als im letzteren.

Bei den Versuchen an einer solchen Maschine von der Pariser Ausstellung im Jahre 1855 soll dieses Verhältniß auf 1,58 gestiegen sein.

Die Verwendung überhitzter Dämpfe bei Dampfmaschinen scheint in neueren Zeiten besonders im Elsaß eine größere Verbreitung erlangt zu haben, wie aus einer Abhandlung im Bulletin de la soc. ind. de Mulhouse, Avril et Mai 1867, auch deutsch im polytechnischen Centralblatt 1868, Lief. 1, hervorgeht. Die Ueberhitzungsapparate sind Systeme neben- und übereinanderliegender gußeiserner Röhren, worin der aus dem Dampfdom eines gewöhnlichen Dampfkessels kommende Wasserdampf auf 220° C. erwärmt wird. In der neuesten Zeit sind auch vom Herrn Professor Hartig in Dresden Versuche über die Leistung einer Dampfmaschine mit erhitztem Dampf angestellt worden, welche ebenfalls die Nützlichkeit der Ueberhitzung nachzuweisen scheinen (siehe den „Civilingenieur", Jahrgang XIII, Heft 3). Der hierbei zur Anwendung gekommene Dampfkessel war nach dem patentirten System von Herrn J. T. Komminger in Dresden construirt und bestand aus einem gußeisernen Gerippe, in dessen Knoten 14 schmiedeeiserne Röhren von 25 Millimeter Weite und 1,6 Meter Länge saßen, worin das durch eine Pumpe gedrückte Speisewasser fast momentan in Dampf verwandelt wurde, und wobei natürlich die Gefahr einer Kesselexplosion ganz vermieden wird.

Die Gebrüder Wethered in Baltimore wenden statt der einfachen überhitzte Dämpfe, ein Gemisch aus 1 Theil gesättigtem und 3 Theilen überhitztem Dampf, zum Betrieb der Dampfmaschinen an, und verhindern dadurch das zu starke Verdampfen der Schmiere, Ablösen der Dichtungsmittel u. s. w. Zu diesem Zwecke ist außer dem gewöhnlichen Dampfrohre, welches den gesättigten Dampf nach der Dampfkammer führt, noch ein schlangenförmiges Dampfrohr angebracht, welches durch den Feuercanal geht, und daher den Dampf in überhitztem Zustande in die Dampfkammer leitet.

Ferner hat man noch Dampfmaschinen mit combinirten Dämpfen in Anwendung gebracht, wobei die Condensation des abströmenden Wasserdampfes durch Verdampfen einer anderen Flüssigkeit erfolgt, und der so

erzeugte Dampf dieser Flüssigkeit zum Umtriebe einer anderen Maschine benutzt wird. Da der Schwefeläther schon bei 37,8⁰ verdampft (s. §. 372), und derselbe bei gleicher Temperatur eine viel höhere Spannung hat als der Wasserdampf (s. §. 392), so ist er zur Anwendung bei solchen Maschinen mit combinirten Dämpfen ganz besonders geeignet. Es gehören hierher die Maschinen von Trembley (s. Annales des mines 1853, T. 4, auch „Polytechn. Centralblatt" 1854).

Endlich hat man in neuerer Zeit auch Dampfmaschinen mit regenerirten Dämpfen in Anwendung gebracht, wo der Dampf, nachdem er seine Arbeit verrichtet hat, wieder von Neuem erwärmt (regenerirt) und der Maschine als Motor zugeführt wird. Es gehört hierher die Dampfmaschine von Siemens sowie die von Seguin. Bei diesen Maschinen kommt es wesentlich darauf an, den Dampf abwechselnd zu überhitzen und in den Zustand der Sättigung zurückzuführen; er wirkt im ersten Zustande activ, indem er den Dampfkolben ausschiebt, im zweiten Zustande dagegen passiv, wo er vom zurückgehenden Dampfkolben in den Condensator getrieben wird. Um ein regelmäßiges Maschinenspiel zu erhalten, ist es nöthig, zwei solche Maschinen so mit einander zu verbinden, damit die Kraft beim Hingange des einen Dampfkolbens zugleich auch den Rückgang des anderen Dampfkolbens bewirkt.

Ueber die Dampfmaschinen von Siemens siehe: Cosmos, Revue encyclopédique 1855, sowie Dingler's polytechn. Journal 1855, über die von Seguin siehe: le Génie industrielle par Armengaud, T. XIII, 1857.

Schlußanmerkung. Die Literatur über Dampfmaschinen hat eine so große Ausdehnung erlangt, daß es nicht möglich ist, hier eine vollständige Anzeige derselben zu liefern. Namentlich sind wir nicht im Stande, auf die vielen einzelnen Aufsätze und Abhandlungen über Dampfmaschinen einzugehen, sondern es ist uns nur gestattet, die größeren Werke und die sich durch Eigenthümlichkeit auszeichnenden Schriften über diesen Gegenstand anzuführen. Eine Schrift, welche die neueren Fortschritte des Dampfmaschinenwesens behandelt, ist folgende: R. Schmidt, die Fortschritte in der Construction der Dampfmaschine während 1854 bis 1857 und während 1857 bis 1862, 2 Bände, Leipzig 1857 und 1862.

Immer noch als vorzügliche Werke über Dampfmaschinen sind anzusehen: Tredgold's sowie Farey's Treatise on the Steam-Engine; vorzüglich aber die französische Uebersetzung des ersten Werkes von Mellet, welche 1828 unter dem Titel: Traité des machines à vapeur etc. erschienen ist. Eine gedrängte, vorzüglich aber nur historisches Interesse habende Abhandlung über Dampfmaschinen findet man in Barlow's Treatise on the Manufactures and Machinery of Great-Britain. Dem jetzigen Standpunkt entsprechender abgehandelt ist: A Treatise on the Steam-Engine etc. by the Artizan-Club, edited by J. Bourne, 5th. edition, London 1861; auch Catechism of the Steam-Engine, by Bourne, new edition 1865, sowie Traité sur les machines à vapeur, par Bataille et Jullien. Die erste Abtheilung dieses Werkes ist eine bloße Uebersetzung des englischen Werkes. Die zweite Abtheilung, welche von der

Construction der Dampfmaschinen handelt, hat besonders praktischen Werth, zumal auch wegen ihrer vielen Kupfertafeln. Ferner gehört hierher das Handbuch über den Bau, die Aufstellung, Behandlung u. s. w. der Dampfmaschinen, nach dem Französischen von Grouvelle, Jaunez und von Jullien, Weimar 1848. Vorzüglich in theoretischer Beziehung ist zu empfehlen die zweite Ausgabe von Pambour's Théorie des machines à vapeur, Paris 1844. Eine deutsche Uebersetzung hiervon theilt Crelle mit in seinem Journal der Baukunst, Bd. 23 ꝛc. Das vorzüglichste theoretische Werk über Dampfmaschinen ist der dritte Theil der Leçons de Mécanique pratique etc., par A. Morin, Paris 1846. Dasselbe enthält auch Auszüge aus der interessanten Abhandlung von Thomas Wicksteed „On the Cornish Engines etc.“ Formeln, Tabellen und Regeln zur Berechnung der Dampfmaschinen enthalten Redtenbacher's Resultate über den Maschinenbau. Speciell über Wärme, Dampf und Dampfmaschinen handelt auch Redtenbacher's Maschinenbau, Bd. II, Mannheim 1863.

Bernoulli's Handbuch der Dampfmaschinenlehre ist in der 5. Auflage, Stuttgart 1865, vom Hrn. Prof. Böttcher in Chemnitz gänzlich umgearbeitet und vermehrt worden, und Denjenigen, welche sich nur allgemeine Kenntnisse im Dampfmaschinenwesen verschaffen wollen, sehr zu empfehlen. Ebenso ist Rühlmann's Allgemeine Maschinenlehre, Bd. I, besonders wegen literarischer und geschichtlicher Notizen sehr schätzbar. Noch immer werthvoll, namentlich wegen seiner Gründlichkeit, ist auch das Werk von Verdam: „Die Grundsätze, nach welchen alle Arten von Dampfmaschinen zu beurtheilen und zu behandeln sind, deutsch von Schmidt u. s. w.“ Neue theoretische Ansichten über die Wirkung des Dampfes von Clapeyron und Holzmann findet man in der Abhandlung von Ersterem über die bewegende Kraft der Wärme, Poggendorff's Annalen, Bd. 59, und in der Schrift des Zweiten: „Ueber die Wärme und Elasticität der Dämpfe und Gase.“ Ueber die Anwendung der Wärmetheorie auf die Dampfmaschinen von Clausius siehe Poggendorff's Annalen, Bd. 97. Auch gehört hierher die Abhandlung von M. Rankine: „On the mechanical action of heat, in Philosophical-Magazine, Vol. VII, 1854. Tyndall, die Wärme als Art der Bewegung, Braunschweig 1867.

Die mechanische Wärmetheorie ist vertreten vorzüglich: 1) in den Abhandlungen über die mechanische Wärmetheorie von R. Clausius, Braunschweig 1864 und 1867. 2) in Zeuner's Grundzügen der mechanischen Wärmetheorie, 2. Auflage, Leipzig 1866. 3) im Manual of the Steam-Engine and other prime movers by W. J. Macquorn Rankine, London and Glasgow 1859. Ferner 4) Théorie mécanique de la chaleur, par G. A. Hirn, seconde édition, Paris 1865. Auch gehört hierher: Die Theorie der Dampfmaschinen von Gustav Schmidt, Freiberg 1861, sowie: Die Dampfmaschinen-Berechnung mittels praktischer Tabellen und Regeln u. s. w. von Josef Hrabák 2. Auflage, Prag 1869.

Gute Zeichnungen und Beschreibung von neuen Dampfmaschinen findet man in der Schrift von Nottebohm: „Sammlung von Zeichnungen einiger ausgeführten Dampfkessel und Dampfmaschinen u. s. w., Berlin 1841;“ ebenso von alten Maschinen in der Abhandlung von Severin: Beiträge zur Kenntniß der Dampfmaschinen, Berlin 1826 („Abhandlung der königl. Deputation der Gewerbe).“ Uebrigens ist noch zu empfehlen: Reech, „Mémoire sur les machines à vapeur, Paris 1844“, auch Alban, „die Hochdruckdampfmaschine, Rostock 1843.“ Ferner „The Steam-Engine etc. by Hodge, Newyork 1840,“

und der Catéchisme du mécanicien à vapeur ou traité des machines à vapeur etc., par E. Paris, Paris 1850. Neuerlich ist erschienen: Jul. Gaudry „Traité élément et prat. des machines à vapeur, 2. Vol., Paris 1856. Zum praktischen Gebrauche ist zu empfehlen: „Der Führer des Maschinisten" von Scholl, Braunschweig 1864, 6. Auflage. Ferner: „Anleitung für Anlage und Wartung der stationären Dampfkessel" von Marin, Brünn 1859. Mehrere andere Schriften über Dampferzeugung u. s. w. sind oben am Schluß des dritten Capitels citirt worden. Noch ist anzugeben: Les applications de la chaleur etc., par Valerius, Bruxelles 1867, in zweiter Auflage. Ferner: der Indicator und seine Anwendung u. s. w. von Rosenkranz, Berlin 1868.

Das Dampfmaschinenwesen ist ferner stark vertreten in G. Weissenborn's American engineering, embracing various branches of mechanics, Newyork 1861 etc., mit 52 Tafeln. Ueber die Dampf- und Gasmaschinen in der letzten Pariser Weltausstellung 1867 ist nachzusehen: die Motoren der Pariser Weltausstellung 1867, vom Bergrath Prof. Jenny, Wien 1868; ferner: Oppermann, Visite d'un Ingenieur à l'exposition universelle de 1867, sowie Revue de l'exposition de 1867; mines, métallurgie, chimie, mécanique etc. par Noblet, Paris et Liège 1868. Aus den Verhandlungen des Vereins für Gewerbefleiß in Preußen ist besonders abgedruckt: Die atmosphärische Gaskraftmaschine von Otto und Langen, Berlin 1868. Die Heißluftmaschine von Windhausen und Huch, so wie die Roper'sche Heißluftmaschine ist behandelt von Herrn Conrector Delabar in Dingler's Journal Band 187.

Alphabetisches Sachregister.

Die beigefügten Ziffern geben die Seitenzahl an.

A.

B.

C.

D.

E.

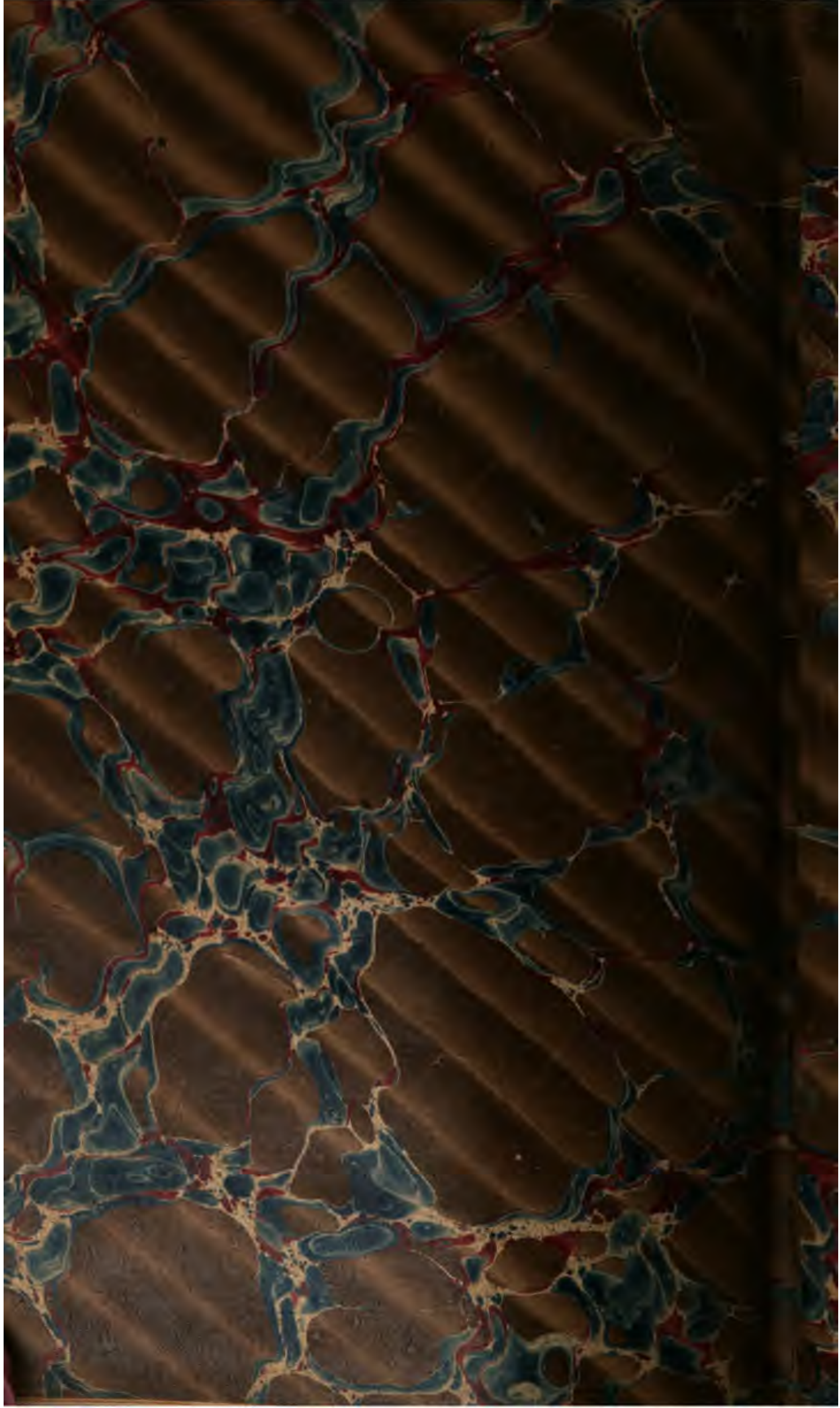
F.

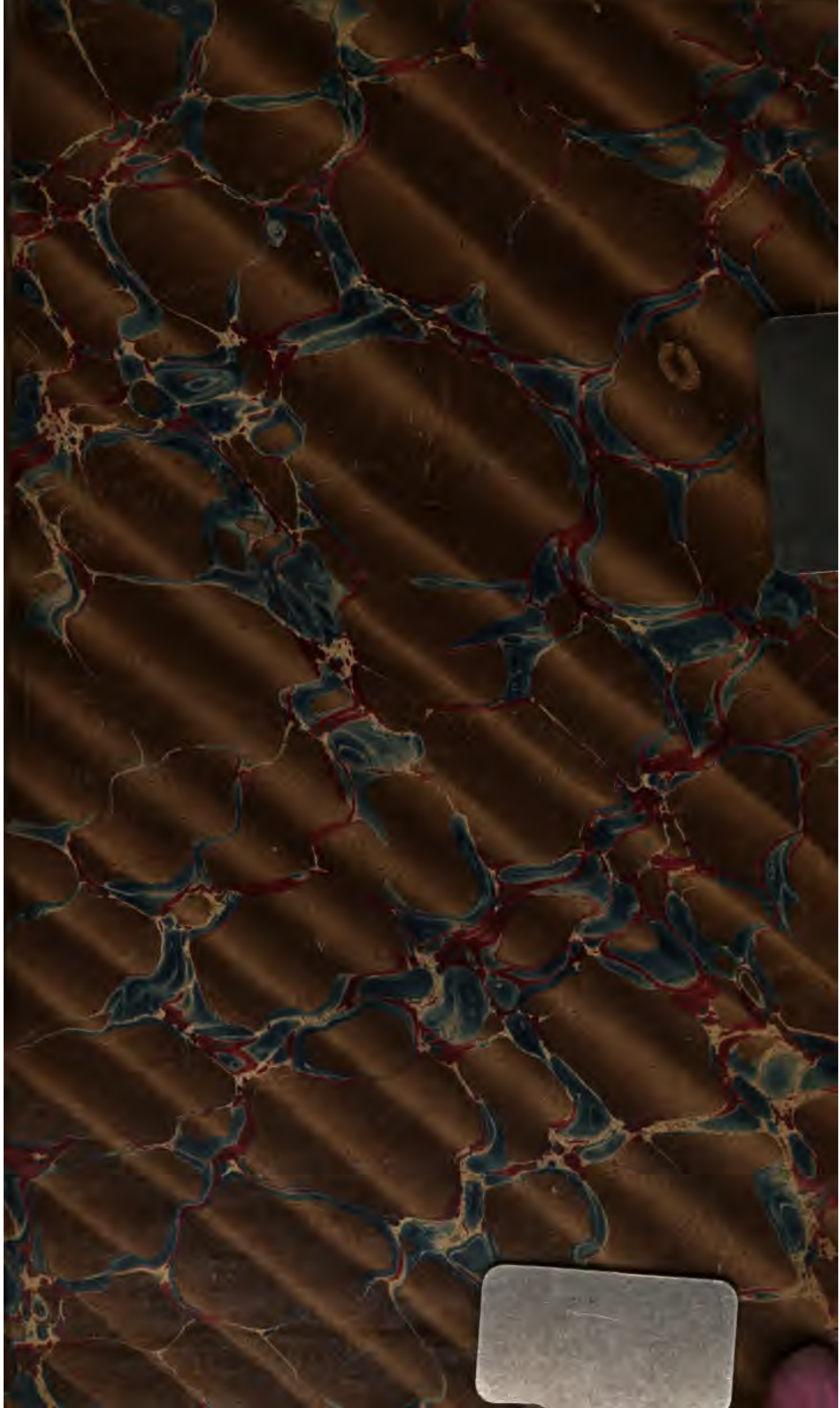
G.

H.

S.

Z.






3 2044 081 576 902